



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

Faculté de génie
Département de génie électrique et de génie informatique

GUIDES D'ONDE SUBMICROMÉTRIQUES EN GaAs/AlGaAs À FORT RAPPORT D'ASPECT ET FAIBLES PERTES DE PROPAGATION POUR LA CONVERSION DE LONGUEUR D'ONDE

Thèse de doctorat
Spécialité : génie électrique

Maïté VOLATIER

Jury : Vincent AIMEZ (codirecteur)
Richard ARÈS (codirecteur)
Rémi DUSSART
Abdelatif JAOUAD
Jean-Louis LECLERCQ

Sherbrooke (Québec) Canada

Novembre 2010

TV. 2096



Library and Archives
Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence
ISBN: 978-0-494-74671-4
Our file Notre référence
ISBN: 978-0-494-74671-4

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

■ ■ ■
Canada

RÉSUMÉ

L'infrarouge est un domaine spectral particulièrement attrayant pour de nombreux champs d'applications, tels que les télécommunications, la détection, etc. Cependant, les sources infrarouges compactes disponibles à l'heure actuelle pour le domaine spectral IR-moyen sont particulièrement coûteuses à fabriquer ou à mettre en œuvre. Ce projet de recherche propose une nouvelle famille de sources infrarouges compactes utilisant les propriétés non-linéaires de l'AlGaAs. Afin de réaliser la preuve de concept pour ces nouvelles sources infrarouges, un convertisseur de longueur d'onde, basé sur un guide d'onde submicrométrique, fonctionnant par génération de seconde harmonique a été conçu. Dans le but de permettre l'interaction non-linéaire et de maximiser son rendement de conversion, différents critères doivent être respectés : des dimensions très précises ainsi que des flancs non rugueux, homogènes et verticaux.

Le défi de ce projet de doctorat était donc de développer un procédé de fabrication de guides d'onde créneaux submicrométriques en GaAs/AlGaAs à fort rapport d'aspect et rugosité latérale minimale. Nous avons ainsi optimisé l'étape cruciale de gravure plasma ICP des matériaux. La recette développée est reproductible. La chimie $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}/\text{N}_2$ utilisée permet de graver non sélectivement des structures nanométriques en GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quelque soit la valeur de la composition x en aluminium. Les flancs et les fonds de gravure sont exempts de rugosités et le dépôt de couche inhibitrice permet d'atteindre de forts rapports d'aspect. Ce procédé nous a permis de fabriquer des guides d'onde submicrométriques avec des verticalités quasi idéales et des rapports d'aspect extrêmes encore jamais publiés : 80 nm de large et 2,6 μm de haut, soit un rapport d'aspect supérieur à 32.

Une fois ces guides d'onde fabriqués, l'étape suivante a consisté à mesurer les pertes de propagation afin d'évaluer leurs performances, qui se sont révélées excellentes. Ainsi, un guide de 550 nm de large présente des pertes de propagation d'environ 40 dB/cm inférieures à celle d'un guide strictement identique présenté dans la littérature. Ces résultats ont permis à nos collaborateurs de réaliser la conversion de longueur d'onde dans ces structures : une onde infrarouge à 1582 nm génère une onde à 791 nm. De plus, le composant final est accordable en température ($\Delta\lambda \sim 2$ nm pour $+3^\circ\text{C}$) comme en largeur de guide ($\Delta\lambda \sim 53$ nm pour $+50$ nm). Cette réalisation est le premier pas vers de nouvelles sources infrarouges non linéaires, cohérentes, compactes, peu coûteuses et compatibles avec l'optique intégrée.

Dans le but d'améliorer davantage ces performances, nous avons également étudié le traitement de passivation de surface. L'intérêt de cette passivation est d'améliorer l'homogénéité des surfaces, en réduisant les densités de défauts responsables des pertes par recombinaisons non radiatives. Les traitements de passivation réalisés sur GaAs les plus efficaces ont permis de réduire la densité d'états de surface, originellement supérieure à $10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$, à $5\text{-}7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$. Un tel traitement est donc prometteur pour les composants semi-conducteurs à fort rapport « surface/volume ».

Par conséquent, ce travail de doctorat a permis de mettre en place un procédé reproductible pour la fabrication de dispositifs complexes à base de structures GaAs/AlGaAs dont la qualité a permis la démonstration de la conversion non-linéaire des signaux optiques.

Mots-clés : Semi-conducteur, AlGaAs/GaAs, guide d'onde, microfabrication, gravure plasma, anisotropie, passivation de surface, pertes de propagation.

À la naissance d'un enfant, si sa mère demandait à sa bonne fée de le doter du cadeau le plus utile pour lui, ce cadeau serait la curiosité.

Eleanor Roosevelt

REMERCIEMENTS

Ces premières pages sont les plus personnelles de ce document. La tradition voudrait que je commence par remercier mes directeurs de recherche sans qui rien de tout cela n'aurait été possible... C'est vrai, mais j'y reviendrai un peu plus loin.

Pour les familiers du monde de la recherche, ce ne sera pas une surprise, mais les années de thèse se suivent sans se ressembler. Je n'ai pas fait exception à la règle, mes humeurs ont été fluctuantes : plusieurs pics d'euphorie, mais aussi plusieurs passages à vide où seul le découragement est là. Je confirme qu'une thèse est une épreuve tout aussi scientifique que personnelle. Mes premiers remerciements vont donc tout naturellement vers Olivier, mon mari adoré. Tu as su m'accompagner à travers ces années sans découragement apparent. Mieux encore, tu as toujours su m'encourager, me distraire, me supporter, dans tous les sens du terme, et me faire rire. Du fond du cœur merci.

Les deux personnes suivantes à qui je dois toute ma gratitude sont mes directeurs de recherche, les professeurs Vincent Aimez et Richard Arès. Quelle paire ! Ils forment une équipe d'encadrement efficace avec l'enthousiasme démesuré et contagieux de Vincent et l'efficacité et l'altruisme de Richard. Leur complémentarité génère une dynamique des plus exaltante. Évidemment, il n'est pas très aisé de les rencontrer tous les deux simultanément. Les conditions gagnantes seraient soit d'être hors des périodes de demandes de fonds et de ne pas les contacter par courriel, au risque de se retrouver tout en bas dans la boîte de réception, soit d'avoir une échéance pour le lendemain.

Sans malice, je tiens sincèrement à vous remercier pour votre ouverture d'esprit. Jamais vous ne m'avez dit « non ». Vous avez accepté sans crainte de participer au comité-conseil, cette nouvelle formule d'encadrement. Vous m'avez encouragée dans mes envies de diversification tout en sachant que ça allait consommer un peu de mon temps. J'ai pu donner le cours de microfabrication et faire mes premiers pas dans le domaine de la vulgarisation scientifique via le concours de l'ICIP, le bénévolat pour les « 24 heures de sciences » et la naissance du concours photo du CEGI. Merci de m'avoir laissé cette liberté, de m'avoir fait confiance. Enfin, merci pour vos précieux conseils.

Je souhaite remercier les trois autres membres de mon comité-conseil, les professeurs Serge Charlebois, Abdelatif Jaouad et Jean Nicolas. Nos rencontres annuelles, vos questions ou commentaires toujours pertinents m'ont forcée à prendre du recul par rapport à mon projet et à le voir plus globalement. Merci de m'avoir guidée dans mes réflexions. Ma reconnaissance va tout particulièrement à Abdelatif Jaouad qui a été une source intarissable de conseils et d'encouragements pendant toutes ces années.

Merci également aux membres de mon jury pour avoir accepté d'évaluer ma recherche, Rémi Dussart, enseignant-chercheur à l'école polytechnique de l'université d'Orléans, Jean-Louis Leclercq, chercheur CNRS à l'institut des nanotechnologies de Lyon (INL) et à Abdelatif Jaouad, professeur associé à l'université de Sherbrooke (UdeS).

Un remerciement formel s'impose également pour les différents organismes subventionnaires grâce auxquels cette recherche a pu être réalisée, soit le conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG), le fonds québécois de la recherche sur la nature et les technologies (FQRNT) et les fonds de mobilité du laboratoire international associé en nanotechnologies et nanosystèmes (LIA-LN2).

Je souhaite également remercier tous ceux qui m'ont aidée techniquement comme scientifiquement durant ce doctorat. Tout d'abord, merci au personnel des salles blanches et propres du Centre de Recherche en Nanofabrication et Nanocaractérisation (CRN²), plus particulièrement à Jean Beerens, Étienne Grondin, Pierre Lafrance, Mickaël Lacerte et Pierre Langlois. Je me dois aussi de saluer Sébastien Delprat, Boris Ledroff, Roberto Morandotti et Andreas Ruediger de l'Institut national de la recherche scientifique (INRS) pour leurs conseils ou leurs expertises. J'exprime également ma gratitude à Denis Morris et Jan Dubowski du CRN² et à Jumana Boussey et Mickael Martin du Laboratoire des Technologies de la Microélectronique (LTM) à Grenoble, pour les équipements mis à ma disposition.

Finalement, merci à tous les étudiants dévoués qui m'ont aidée dans mon projet : Maxence Mounier stagiaire puis maîtrisard à l'UdeS, Max, merci pour tous les échantillons que tu m'as préparés, pour la bonne humeur que tu apportais dans le corridor et pour Chuck Norris, Maxime Bernier et Artur Turala postdoctorants à l'UdeS, Guillaume Beaudin, David Duchesne et Hasna Mziouek doctorants respectivement à l'UdeS, à l'INRS et à Casablanca, Camille Maxime et Ram Homier stagiaires.

Une pensée toute particulière à mes compères de longue date abonnés aux bureaux maussades sans fenêtre, Ghania Sarah Farhi l'adoratrice de moustiques québécois et Jonathan Genest le bardu danseur de la joie. Merci à tous les deux pour toutes nos conversations débogages de projet, nos rigolades absurdes juste pour s'évader de la littérature, nos pauses cafés et nos 5 à 7...8...9... je ne sais plus. Une mention spéciale à Alan Renaudin pour ses relectures attentives et pour l'incroyable concours photo que nous avons monté et qui se perpétue à merveille sans moi. Bravo à *PhD comics*, ma potion magique hebdomadaire réconfortante et tonifiante. Merci pour ces moments d'évasion.

Un coucou à mon amie Chantal Laplante pour ses appels « SOS Motivation » toujours à point nommé. Un gros merci à mes parents, à mes beaux-parents, pour n'avoir jamais cessé de m'encourager, ainsi qu'aux sœurs Pépin pour les innocentes questions concernant mes études et à Mamie Lola pour sa fierté inconditionnelle.

Enfin, merci à tous ces gens du CRN² pour tout le *fun* plus ou moins relié à la recherche qu'on a pu avoir : Lino Eugène l'éternel ronchon, Raymond Hamel le coloc de bureau furtif, Marie-Claire Boisvert l'organisatrice d'évènement avec feu de camp par excellence, Laurence Convert quelle équipe de profs sévères on forme toutes les deux, Julie Verstraeten et ses petits perdus en salles blanches, Sophie D'Ascenzio la maîtresse de SSE, Abdelaziz Ramzi pour qui je suis la coloc de bureau furtive, Serge Ecoffey le Fribourgeois organisateur de *party* par excellence, Romain Béal aux horaires décalés, Jean-Christophe Cau mon sauveur Labview et à tous les étudiants perdus dans le corridor C1-2115.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ.....	i
REMERCIEMENTS	iii
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES TABLEAUX	xv
LEXIQUE.....	xvii
LISTE DES ACRONYMES.....	xix
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Sources infrarouges cohérentes.....	2
1.1.1 Champs d'application des sources infrarouges.....	2
1.1.2 Couverture spectrale des lasers à semi-conducteur.....	2
1.2 Sources non-linéaires	4
1.2.1 Oscillateur paramétrique optique (OPO)	4
1.2.2 Source OPO infrarouge en AlGaAs.....	5
1.3 Projet de recherche.....	6
1.3.1 Objectif global	7
1.3.2 Contexte de réalisation.....	8
1.3.3 Cahier des charges du projet de doctorat	9
1.4 Organisation du document	10
CHAPITRE 2 OPTIQUE NON-LINÉAIRE ET GÉOMÉTRIE SUB-μm CHOISIE	13
2.1 Optique linéaire vs. optique non-linéaire	13
2.2 Génération de seconde harmonique	16
2.3 Paramètres de l'efficacité de conversion GSH.....	16
2.3.1 Forte susceptibilité du deuxième ordre de l'AlGaAs.....	17
2.3.2 Accord de phase.....	18
2.4 Guides d'onde sub- μm à fort Δn en GaAs/AlGaAs	22
2.4.1 GSH par accord de phase modal dans un guide d'onde sub- μm	23
2.4.2 Avantages et performances de cette géométrie.....	25
CHAPITRE 3 PERTES DE PROPAGATION.....	27
3.1 Propagation lumineuse dans un guide d'onde planaire	27
3.2 Confinement lumineux.....	30
3.3 Géométries de guides d'onde	32
3.3.1 Guides d'onde rubans	32
3.3.2 Guides d'onde créneaux.....	32
3.4 Pertes de propagation	33
3.4.1 Pertes par absorption.....	35
3.4.2 Pertes par le substrat	37
3.4.3 Pertes par diffusion surfacique.....	39
3.4.4 Influence de la surface par rapport aux dimensions.....	40
3.4.5 Influence de la polarisation.....	41
3.5 Revue de littérature des pertes de propagation.....	42
3.5.1 Unités usuelles	43
3.5.2 Guides micrométriques	44

3.5.3	Guides submicrométriques à fort rapport d'aspect	45
3.5.4	Guides submicrométriques à fort confinement 2D	45
CHAPITRE 4	PROCÉDÉ DE FABRICATION DES GUIDES D'ONDE.....	49
4.1	Hétérostructure épitaxiale utilisée	49
4.2	Dépôt PECVD du masque de gravure	50
4.3	Structuration des guides micrométriques	51
4.3.1	Photolithographie.....	51
4.3.2	Gravure plasma du masque en SiO ₂	52
4.3.3	Gravure plasma des guides d'onde micrométriques	52
4.4	Structuration des guides submicrométriques.....	54
4.4.1	Évaporation de chrome	54
4.4.2	Électrolithographie.....	55
4.4.3	Gravure plasma du masque intermédiaire en Cr	56
4.4.4	Gravure plasma du masque en SiO ₂	56
4.4.5	Gravure plasma des guides d'onde submicrométriques.....	56
4.4.6	Amélioration future de la structuration des guides submicrométriques.....	58
4.5	Clivage des facettes	59
4.6	Perspective : Transfert du guide d'onde.....	60
CHAPITRE 5	GRAVURE PLASMA DE GaAs/AlGaAs	63
5.1	Gravure plasma en microfabrication	63
5.1.1	Gravure humide vs gravure plasma	63
5.1.2	Mécanismes de gravure plasma	65
5.1.3	Caractéristiques des gravures.....	70
5.1.4	Réacteurs de gravure plasma	76
5.2	État de l'art de la gravure plasma d'hétérostructure GaAs/AlGaAs	81
5.2.1	Chimie Cl ₂	84
5.2.2	Chimie BCl ₃	86
5.2.3	Chimie BCl ₃ - Cl ₂	88
5.2.4	Autres chimies	90
5.2.5	Influence de la pression	92
5.2.6	Influence des puissances P_{ICP} et P_{Bias}	93
5.2.7	Anisotropie.....	96
5.2.8	Rugosité	98
5.3	Gravure de structures micrométriques	101
5.3.1	Choix du masque de gravure.....	102
5.3.2	Optimisation de la recette de gravure	104
5.3.3	Problème pour les guides submicrométriques	112
CHAPITRE 6	GRAVURE DE STRUCTURES SUB-μm À FORT RAPPORT D'ASPECT	113
6.1	Introduction	115
6.2	Experiments.....	117
6.2.1	Sample preparation and processing steps.....	117
6.2.2	Description of the ICP reactor used for GaAs/AlGaAs etching	118
6.2.3	GaAs/AlGaAs heterostructure etching process.....	119
6.2.4	Characterization	119
6.3	Results and discussion.....	120
6.3.1	SiO _x passivation layer promoted by N ₂	120
6.3.2	Anisotropy and sidewall slope dependence on N ₂ flux.....	122
6.3.3	Nanowaveguide etching.....	123
6.3.4	Dense nanowaveguide arrays etching.....	125

6.3.5	No aluminium dependency for anisotropy.....	127
6.3.6	Process advantages	127
6.4	Conclusion	128
CHAPITRE 7 PERFORMANCES DES GUIDES D'ONDE SUBMICROMÉTRIQUES.....		129
7.1	Mesures des pertes de propagation.....	129
7.1.1	<i>Cut-back</i>	129
7.1.2	Fabry-Pérot en transmission	130
7.1.3	Montage Fabry-Pérot expérimental	133
7.2	Valeurs des pertes de propagation.....	136
7.2.1	Structures micrométriques	136
7.2.2	Structures submicrométriques.....	138
7.3	Conversion de longueur d'onde	140
7.4	Conclusion	141
CHAPITRE 8 ÉTUDE DE LA PASSIVATION DE SURFACE		143
8.1	Passivation de la surface d'un semi-conducteur	143
8.1.1	États de surface et d'interface	143
8.1.2	Définition de la passivation de surface	148
8.1.3	Intérêts de la passivation pour les composants semi-conducteurs	148
8.1.4	Revue de littérature des techniques de passivation de GaAs	150
8.2	Protocole de passivation de GaAs et d'AlGaAs.....	152
8.2.1	Nettoyage de la surface du semi-conducteur	152
8.2.2	Bain dans une solution de sulfure d'ammonium (NH ₄) ₂ S	154
8.2.3	Dépôt PECVD de nitrure de silicium Si ₃ N ₄	154
8.2.4	Recuit rapide.....	157
8.2.5	Différents procédés de passivation	157
8.3	Évaluation de l'efficacité des procédés de passivation	158
8.3.1	Caractérisation électrique	159
8.3.2	Caractérisation optique non destructive.....	164
8.3.3	Incohérence entre les deux techniques de caractérisation.....	175
8.4	Conclusion	181
CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....		183
ANNEXE A	GRAVURES ESTHÉTIQUEMENT ATTRAYANTES.....	189
ANNEXE B	DÉFINITION DE LA RUGOSITÉ DE BORDS	191
ANNEXE C	CAPACITÉ MIS IDÉALE	193
ANNEXE D	CAVITÉ RÉSONNANTE FABRY-PÉROT.....	195
ANNEXE E	PROTOCOLE POUR LES MESURES DE PERTES FABRY-PÉROT	203
ANNEXE F	COMMUNICATIONS ASSOCIÉES À CE DOCTORAT	207
ANNEXE G	INVITED LAB TALK IN NANOTECHWEB.ORG.....	215
LISTE DES RÉFÉRENCES.....		219

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Couverture spectrale des lasers à semi-conducteur	3
Figure 1.2 : Variantes de l'oscillateur paramétrique optique	5
Figure 1.3 : Convertisseur de longueur d'onde en AlGaAs par GSH	7
Figure 1.4 : Guide d'onde à fabriquer avec ses paramètres critiques.....	10
Figure 2.1 : Influence de l'intensité du champ électrique oscillant sur la polarisation	15
Figure 2.2 : Représentation schématique (a) et énergétique (b) de GSH	16
Figure 2.3 : Accord de phase par biréfringence.....	19
Figure 2.4 : Effet de l'accord de phase sur l'intensité de la seconde harmonique générée	20
Figure 2.5 : Simulation de GSH dans un guide d'onde submicrométrique.....	24
Figure 2.6 : Simulation d'accord de phase modal submicrométrique	24
Figure 3.1 : Schéma d'un guide d'onde planaire à 3 couches	27
Figure 3.2 : Les modes de propagation dans un guide plan	29
Figure 3.3 : Intensité du mode optique dans des guides d'onde noyés dans du SiO ₂	31
Figure 3.4 : Guide d'onde ruban.....	32
Figure 3.5 : Guides d'onde créneaux.....	33
Figure 3.6 : Les différentes pertes de propagation au sein d'un guide d'onde.....	34
Figure 3.7 : Absorptions et transparence dans un semi-conducteur	35
Figure 3.8 : Bande interdite et indice de réfraction de l'Al _x Ga _{1-x} As en fonction de x	36
Figure 3.9 : Pertes par le substrat en fonction de la profondeur de gravure.....	38
Figure 3.10 : Rapports Surface/Volume pour différentes structures photoniques	41
Figure 3.11 : Pourcentage de signal transmis en fonction des pertes en décibel.....	44
Figure 3.12 : Guides d'onde en GaAs à fort confinement 2D.....	47
Figure 4.1 : Hétérostructure GaAs/AlGaAs épitaxiée pour les guides submicrométriques	49
Figure 4.2 : Procédé de fabrication des guides micrométriques.....	51
Figure 4.3 : Guides d'onde micrométriques	52
Figure 4.4 : Procédé de fabrication des guides submicrométriques	55
Figure 4.5 : Guides d'onde submicrométriques	56
Figure 4.6 : Guides d'onde avec lignes de chrome nanométriques au sommet	58
Figure 4.7 : Procédé de fabrication de guides submicrométriques moins rugueux.....	59
Figure 4.8 : Procédé de fabrication de guides d'onde transférés.....	61
Figure 5.1 : Vue en coupe d'une gravure isotrope	64
Figure 5.2 : Vue en coupe d'une gravure anisotrope.....	64
Figure 5.3 : Étapes de la gravure chimique	65
Figure 5.4 : Effet de synergie sur le taux de gravure du silicium polycristallin.....	66
Figure 5.5 : Guides d'onde submicrométriques en GaAs sans et avec couche inhibitrice.....	68
Figure 5.6 : Rapport d'aspect	71
Figure 5.7 : RIE lag	72
Figure 5.8 : Réacteur RIE - Distribution de potentiel entre les électrodes	77
Figure 5.9 : Variations du flux et de l'énergie ionique en fonction de P _{source} et de P _{Bias}	79
Figure 5.10 : Réacteur ICP	79
Figure 5.11 : Réacteur ICP disponible au CRN ²	81
Figure 5.12 : Rugosité de surface du GaAs après une gravure plasma Cl ₂ /Ar.....	86

Figure 5.13 : $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ gravé 3 min, 1,2 μm de profond, masque en photorésine	86
Figure 5.14 : Rugosité de surface après une gravure de 1 μm , mesurée sur 5*5 μm^2	87
Figure 5.15 : Facette miroir d'un laser en AlGaAs fabriquée par gravure plasma	90
Figure 5.16 : Taux de gravure de l'AlGaAs et du GaAs en fonction de la pression.....	92
Figure 5.17 : Profils de tranchées en AlGaAs/GaAs en fonction de la pression.....	93
Figure 5.18 : Vitesse de gravure de l'AlGaAs/GaAs en fonction de la Pression, P_{ICP} et P_{Bias} ..	94
Figure 5.19 : Vitesse de gravure de GaAs décroissante pour les fortes P_{ICP}	94
Figure 5.20 : Profils de tranchées dans de l'AlGaAs/GaAs en fonction de V_{Bias}	95
Figure 5.21 : Profils de tranchées dans de l'AlGaAs/GaAs en fonction de P_{ICP}	96
Figure 5.22 : Lignes de contour de l'inclinaison des flancs en fonction de la chimie	97
Figure 5.23 : Grass dans un via en GaAs	98
Figure 5.24 : Herbage sur GaAs obtenu à Sherbrooke.....	99
Figure 5.25 : Créneau en $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ gravé par plasma, oxydé puis désoxydé.....	100
Figure 5.26 : Masques en photorésine boursoufflés pendant la gravure plasma	102
Figure 5.27 : Masque en photorésine déformé pendant la gravure	103
Figure 5.28 : Gravure de GaAs initiale à optimiser avec un masque en SiO_2	104
Figure 5.29 : Pente des flancs de gravure du GaAs en fonction du pourcentage de Cl_2	105
Figure 5.30 : Vitesse de gravure et sélectivité GaAs: SiO_2 en fonction du flux de Cl_2	106
Figure 5.31 : Vitesse de gravure du GaAs en fonction des puissances P_{ICP} et P_{Bias}	107
Figure 5.32 : Vitesse de gravure et sélectivité GaAs: SiO_2 en fonction de la pression	108
Figure 5.33 : Vue globale de guides d'onde micrométriques	109
Figure 5.34 : Gravures de GaAs et d'AlGaAs optimisées avec un masque en SiO_2	110
Figure 5.35 : Cartographie 3D d'un guide d'onde micrométrique.....	111
Figure 5.36 : Problème d'anisotropie pour les guides d'onde submicrométriques.....	112
Figure 6.1 : Fabrication process flow of nanowaveguides.....	118
Figure 6.2 : Cross section of the top of a nanowaveguide with a passivation layer.	120
Figure 6.3 : Evolution of GaAs nanowaveguide profiles with N_2 flow.	122
Figure 6.4 : Cross section of a highly anisotropic GaAs nanowaveguide.....	124
Figure 6.5 : Cross section of an anisotropic GaAs/AlGaAs nanowaveguide.....	124
Figure 6.6 : GaAs nanowaveguide array etched with a $\text{Cl}_2\text{-BCl}_3\text{-Ar}$ chemistry	126
Figure 6.7 : GaAs/AlGaAs nanowaveguide array etched with a $\text{Cl}_2\text{-BCl}_3\text{-Ar-N}_2$ chemistry .	126
Figure 7.1 : Cavité résonnante Fabry-Pérot en transmission	130
Figure 7.2 : Intensité Fabry-Pérot théorique transmise par un guide d'onde.....	131
Figure 7.3 : Montage Fabry-Pérot de mesure de pertes	134
Figure 7.4 : Conversion dBm – mW	134
Figure 7.5 : Spectre Fabry-Pérot - Guide en AlGaAs - 600 nm de large, 1,27 mm de long..	135
Figure 7.6 : Géométrie des guides d'onde micrométriques	136
Figure 7.7 : Pertes de propagation dans des guides micrométriques	137
Figure 7.8 : Géométrie des guides d'onde submicrométriques.....	138
Figure 7.9 : Pertes de propagation dans des guides submicrométriques en AlGaAs	138
Figure 7.10 : Conversion de longueur d'onde expérimentale	140
Figure 8.1 : Distribution en énergie typique de la densité d'états de surface	146
Figure 8.2 : Évolution des courbures de bande avec la densité d'états de surface.....	147
Figure 8.3 : Performance d'une diode laser améliorée par passivation	149
Figure 8.4 : Réduction du courant de fuite d'un photodétecteur par passivation.....	150
Figure 8.5 : Courbes C-V d'une capacité MIS sur un semi-conducteur dopé p	159
Figure 8.6 : Courbes C-V avec le niveau de Fermi ancré vs cas idéal.....	161

Figure 8.7 : Mesures C-V sur n-GaAs avec différentes passivations.....	162
Figure 8.8 : Influence de la fréquence PECVD sur n-GaAs.....	163
Figure 8.9 : Distribution des densités d'états de surface avec différentes passivations	163
Figure 8.10 : Principe de la photoluminescence.....	165
Figure 8.11 : PL à température ambiante sur du GaAs semi-isolant gravé par RIE	166
Figure 8.12 : Analyse d'une surface d'AlGaAs à différentes étapes de passivation.....	167
Figure 8.13 : Principe du montage expérimental de PL	168
Figure 8.14 : Exemple de cartographie PL à T_{amb} sur du SI-GaAs structuré	169
Figure 8.15 : Exemple de spectre d'intensité PL.....	170
Figure 8.16 : Stabilité temporelle des traitements de passivation	171
Figure 8.17 : Influence du dopage du substrat GaAs	172
Figure 8.18 : Influence du procédé de passivation	173
Figure 8.19 : Influence de différentes étapes du procédé de passivation	174
Figure 8.20 : Processus de recombinaison dans un semi-conducteur photoexcité.....	179
Figure 8.21 : Efficacité PL en fonction du flux incident.....	180
Figure 8.22 : Corrélation densité d'états de surface - I_{PL}	180
Figure annexe A.1 : Diverses photographies MEB de gravures manquées	189
Figure annexe B.1 : Rugosité de bords d'une ligne vue de dessus.....	191
Figure annexe C.1 : Capacité MIS idéale sur un semi-conducteur dopé p.....	194
Figure annexe D.1 : Cavity résonnante schématisée en transmission	195
Figure annexe D.2 : Intensité Fabry-Pérot transmise théorique via un guide d'onde	199
Figure annexe E.1 : Cube séparateur de polarisation	204
Figure annexe E.2 : Fibre optique lentillée, guide d'onde et fibre optique multimode.....	205
Figure annexe F.1 : Racines surprises	213
Figure annexe F.2 : Nanoficello	213
Figure annexe G.1 : Cross-section of an extremely high aspect ratio GaAs nanowaveguide.....	215
Figure annexe G.2 : Etching team	217

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : Bande interdite et indice de réfraction de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	2
Tableau 2.1 : Exemples de phénomènes non-linéaires et des applications correspondantes	15
Tableau 2.2 : Condition à respecter pour l'accord de phase de la GSH	18
Tableau 3.1 : Pertes de propagation - Guides submicrométriques à fort rapport d'aspect.....	45
Tableau 3.2 : Pertes de propagation, guides submicrométriques SOI créneau.....	46
Tableau 3.3 : Pertes de propagation, guides submicrométriques III-V à fort confinement 2D.....	46
Tableau 4.1 : Recette de dépôt SiO_2 PECVD	50
Tableau 4.2 : Photolithographie des guides micrométriques.....	51
Tableau 4.3 : Recette de gravure du SiO_2	52
Tableau 4.4 : Publications issues d'effets non-linéaires dans des structures micrométriques ..	53
Tableau 4.5 : Paramètres de l'électrolithographie	55
Tableau 4.6 : Communication de GSH avec les guides submicrométriques.....	57
Tableau 4.7 : Publication issue d'effet non-linéaire dans des structures μm - et sub- μm	57
Tableau 4.8 : Amincissement et clivage des facettes	60
Tableau 4.9 : Hétérostructure pour guides d'onde transférés.....	60
Tableau 5.1 : Les 6 classes de mécanismes de gravure plasma.....	69
Tableau 5.2 : Variantes du RIE lag.....	73
Tableau 5.3 : Effet de charge.....	73
Tableau 5.4 : Défauts de gravure liés à des considérations chimiques.....	74
Tableau 5.5 : Défauts de gravure liés à la distorsion de la trajectoire des ions	75
Tableau 5.6 : Autres défauts de gravure	76
Tableau 5.7 : Paramètres usuels d'une source RIE et d'une source ICP	80
Tableau 5.8 : Gaz les plus utilisés pour la gravure plasma des III-V	82
Tableau 5.9 : Température de vaporisation ($^{\circ}\text{C}$) des produits de réactions à 1 atm.....	82
Tableau 5.10 : Vitesse de gravure maximale en fonction du flux de Cl_2 -Gaz inerte	84
Tableau 5.11 : Vitesse de gravure en fonction du flux de BCl_3 -Gaz Inerte	87
Tableau 5.12 : Structures anisotropiques à base de GaAs.....	96
Tableau 5.13 : Rugosités sur les flancs de gravure.....	100
Tableau 5.14 : Recette de gravure STS	101
Tableau 5.15 : Recette de gravure Horst et al.....	101
Tableau 5.16 : Recette de gravure optimale	109
Tableau 7.1 : Ordre de grandeur des pertes de propagation dans des guides μm	137
Tableau 8.1 : Ordre de grandeur des densités d'états de surface.....	146
Tableau 8.2 : Étapes de nettoyage de la vaisselle et du GaAs.....	153
Tableau 8.3 : Étapes de nettoyage du GaAs/AlGaAs.....	153
Tableau 8.4 : Procédé de passivation chimique du GaAs.....	154
Tableau 8.5 : Recette de dépôt Si_3N_4 PECVD, haute ou basse fréquence	155
Tableau 8.6 : Les différents traitements de passivation testés.....	157
Tableau 8.7 : Les différents matériaux utilisés.....	158
Tableau 8.8 : Densités d'états de surface minimale D_{it} avec différentes passivations	164
Tableau 8.9 : Facteur multiplicatif d' I_{PL} à T_{amb} en fonction des traitements de passivation...	168
Tableau 8.10 : Évolution du procédé de passivation au fil des ans	173
Tableau 8.11 : Classement de l'efficacité des passivations selon la caractérisation	175

LEXIQUE

Terme technique	Définition
Passivation	en traitement de surface : La passivation de surface est un traitement chimique, qui stabilise les propriétés d'une surface afin de la rendre insensible à son environnement.
Passivation	en gravure plasma : Une couche de passivation est parfois déposée lors d'un procédé de gravure plasma. Elle protège les flancs latéraux des attaques chimiques. Afin de limiter la confusion du lecteur, « couche de passivation » est remplacée par « couche inhibitrice » dans les sections en français de ce document.

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
AFM 3D	Microscope à force atomique tri-dimensionnel
AOE	<i>Advanced Oxyde Etch</i> Gravure plasma d'oxyde
ARDE	<i>Aspect ratio dependant Etching</i> Gravure dépendante du rapport d'aspect
CRN ²	Centre de Recherche en Nanofabrication et Nanocaractérisation
ECR	<i>Electron cyclotron renonance</i> Résonance cyclotronique électronique
GSH	Génération de seconde harmonique
ICP	<i>Inductively Coupled Plasma</i> Plasma à couplage inductif
INRS-ÉMT	Institut national de la recherche scientifique, Énergie, Matériaux et Télécommunications
LER	<i>Line Edge roughness</i> Rugosités des bords
LMN	Laboratoire de Micro et Nanofabrication
LTM	Laboratoire des Technologies de la Microélectronique
LWR	<i>Line Width Rougness</i> Rugosité globale sur la largeur
MIS	Métal-Isolant-Semi-conducteur
MOCVD	<i>Metal-Organic Chemical Vapour Deposition</i> Dépôt chimique en phase vapeur à base d'organométallique
Mode TE	Mode transverse électrique
Mode TM	Mode transverse magnétique
MOS	Métal-Oxyde-Semi-conducteur
OPO	Oscillateur optique paramétrique
PECVD	<i>Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition</i> Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma

Acronyme	Définition
PL	Photoluminescence
RIE	<i>Reactive Ion Etching</i> Gravure ionique réactive
Si ₃ N ₄	Nitrure de silicium
SiO ₂	Dioxyde de silicium
SOI	<i>Silicon on insulator</i> Silicium sur isolant
STS	<i>Surface Technology Systems</i>

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Les hétérostructures semi-conductrices à base d'arséniure de gallium aluminium (GaAs/AlGaAs) sont couramment utilisées depuis les années 70 pour fabriquer des composants photoniques, tels que des photodétecteurs, des diodes électroluminescentes ou des lasers à semi-conducteurs. Les performances de ces composants sont directement liées aux propriétés de bande interdite et d'indice de réfraction des couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ utilisées, et indirectement à la composition en aluminium x de ces couches, tel qu'illustré au tableau 1.1 [Sze, 2002]. L'AlGaAs est donc un semi-conducteur couramment utilisé, très performant, mais dont seules les propriétés de bande interdite et d'indice de réfraction sont réellement exploitées.

L'AlGaAs possède une autre propriété encore peu utilisée : sa non-linéarité. En effet son coefficient $\chi^{(2)}$, nommé susceptibilité électrique d'ordre 2, vaut $\sim 180 \text{ pm/V}$. Cette valeur est un ordre de grandeur supérieure à celle des matériaux usuels en optique non-linéaire, tels que le niobate de lithium LiNbO_3 .

Ce projet de recherche vise donc à exploiter la non-linéarité d'ordre 2 de l'AlGaAs afin de réaliser un convertisseur de longueur d'onde. Ce dernier équivaldra à une preuve de concept pour la réalisation future de nouvelles sources non-linéaires, infrarouges, cohérentes et compactes.

Ainsi, cette introduction présente le besoin technologique de nouvelles sources infrarouges et l'opportunité d'une source non-linéaire compacte basée sur de l'AlGaAs, avant d'explicitier le projet de recherche et le cahier des charges de ce projet de doctorat.

Tableau 1.1 : Bande interdite et indice de réfraction de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
[Sze, 2002]

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	GaAs $x = 0$	$\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ $x = 0,4$	AlAs $x = 1$
Bande interdite (eV)	1,42 eV <i>Directe</i>	1,92 eV	2,17 eV <i>Indirecte</i>
Indice de réfraction	$\sim 3,6$	$\sim 3,3$	$\sim 3,0$
	<i>pour une longueur d'onde λ de 900 nm</i>		

1.1 Sources infrarouges cohérentes

Divers domaines d'activité enclins à utiliser des sources infrarouges cohérentes sont présentés dans cette section, ainsi que la couverture spectrale actuelle des sources compactes. Le but est de mettre en avant un besoin technologique spécifique.

1.1.1 Champs d'application des sources infrarouges

Le proche et le moyen infrarouge, respectivement 0.7 à 2 μm et 2 à 5 μm sont des régions de plus en plus sollicitées pour un grand nombre d'applications, par exemple : la détection de gaz pour le contrôle de la pollution atmosphérique ou le suivi de procédé industriel [Arie et al., 2002], la défense pour des lidars ou du brouillage dans les bandes de transmissions atmosphériques, la biophotonique pour l'aide au diagnostic [Petrich, 2001], la spectroscopie résolue en temps [Curl and Tittel, 2002], la métrologie et l'informatique quantique par paire de photons corrélés [Tanzilli et al., 2001], les télécommunications, en particulier le multiplexage en longueur d'onde et le routage [Langrock et al., 2006] etc.

1.1.2 Couverture spectrale des lasers à semi-conducteur

Des lasers conventionnels, tels que les lasers YAG (1064 nm) ou des lasers CO_2 ($\sim 10 \mu\text{m}$), et des lasers OPO accordables (1,5 à 3,5 μm) sont déjà commercialisés. Cependant, à défaut de pouvoir être miniaturisés, ils ne sont utilisés que dans très peu d'applications grand public.

La figure 1.1 représente la couverture spectrale des lasers compacts à semi-conducteur du visible à l'infrarouge lointain [Werle et al., 2002]. Au-dessous de $3\text{ }\mu\text{m}$, les diodes laser à semi-conducteur III-V émettent à température ambiante. Au-delà de cette longueur d'onde, deux technologies sont disponibles, chacune avec des restrictions non négligeables. Tout d'abord, les lasers à chalcogénures de plomb à base de semi-conducteurs IV-VI, tels que le PbS ou le PbTe. Ils émettent entre 3 et $30\text{ }\mu\text{m}$, mais requièrent un refroidissement à des températures proches de celle de l'azote liquide [Werle et al., 2002, Teissier et al., 2005]. Ensuite, les lasers à cascade quantique couvrent l'ensemble de l'infrarouge lointain, de 3 à $250\text{ }\mu\text{m}$ à température cryogénique [Faist et al., 1994]. Ces dispositifs présentent un fort intérêt, car la longueur d'onde ne dépend pas de la bande interdite et ils peuvent être accordables [Wysocki et al., 2005]. En revanche, la croissance épitaxiale de plusieurs centaines de puits quantiques est une étape particulièrement complexe et coûteuse.

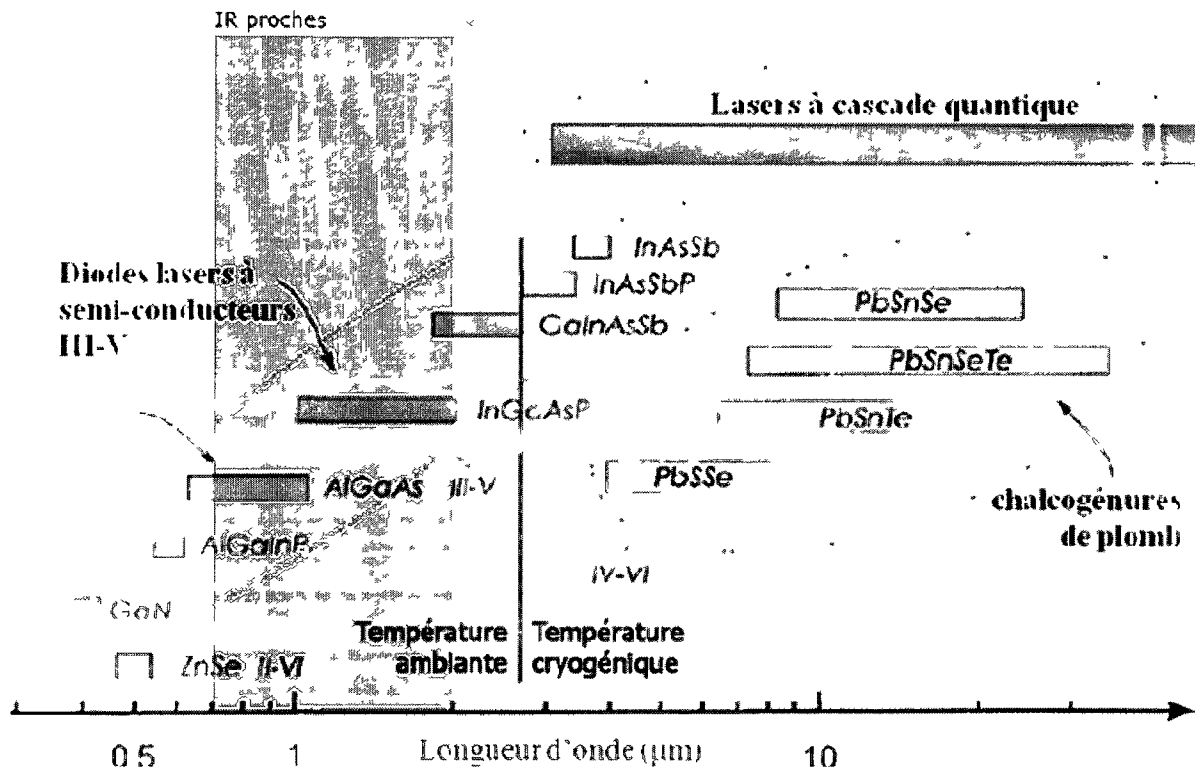


Figure 1.1 : Couverture spectrale des lasers à semi-conducteur [Werle et al., 2002]

Les technologies compactes à base de semi-conducteurs couvrent donc l'ensemble du spectre, du visible à l'infrarouge lointain, cependant il existe un besoin technologique pour de nouvelles sources infrarouges, cohérentes, compactes et peu coûteuses, c'est-à-dire fonctionnant à température ambiante et simple à fabriquer.

1.2 Sources non-linéaires

L'intérêt majeur de l'optique non-linéaire, pour les sources lumineuses cohérentes, est de produire des longueurs d'onde là où les lasers traditionnels font défaut. Pour une susceptibilité d'ordre 2, ce phénomène s'intitule l'oscillation paramétrique optique (OPO). Cette section présente donc le principe des sources OPO, puis une source OPO en AlGaAs qui pourrait répondre au besoin de nouvelles sources infrarouges compactes.

1.2.1 Oscillateur paramétrique optique (OPO)

L'un des dispositifs d'optique non-linéaire les plus courants, associé à la susceptibilité d'ordre 2, est l'oscillateur paramétrique optique (OPO). Ce composant est une source optique, qui permet à partir d'un laser de fréquence fixe d'obtenir une lumière cohérente et accordable en longueur d'onde. Une onde laser « pompe », de fréquence élevée, est injectée dans le matériau non-linéaire constituant un OPO. Au cours de la propagation, une onde « signal » de basse fréquence est amplifiée par une interaction optique non-linéaire avec le matériau. Parallèlement, une troisième onde « complémentaire » de basse fréquence est générée et conjointement amplifiée. Ce phénomène est également nommé mélange à trois ondes. Les trois variantes possibles des OPO sont illustrées à la figure 1.2.

La conservation de l'énergie impose que la somme des fréquences signal et complémentaire, soit égale à la fréquence pompe :

$$\omega_{signal} + \omega_{complémentaire} = \omega_{pompe} \quad 1.1$$

Cette relation seule n'impose pas les valeurs des fréquences *signal* et *complémentaire*. Ces dernières sont déterminées par l'accord de phase, condition primordiale à l'interaction non-

linéaire. Le milieu non-linéaire utilisé dans un OPO est donc équivalent à un convertisseur de fréquence optique, c'est-à-dire à un convertisseur de longueur d'onde.

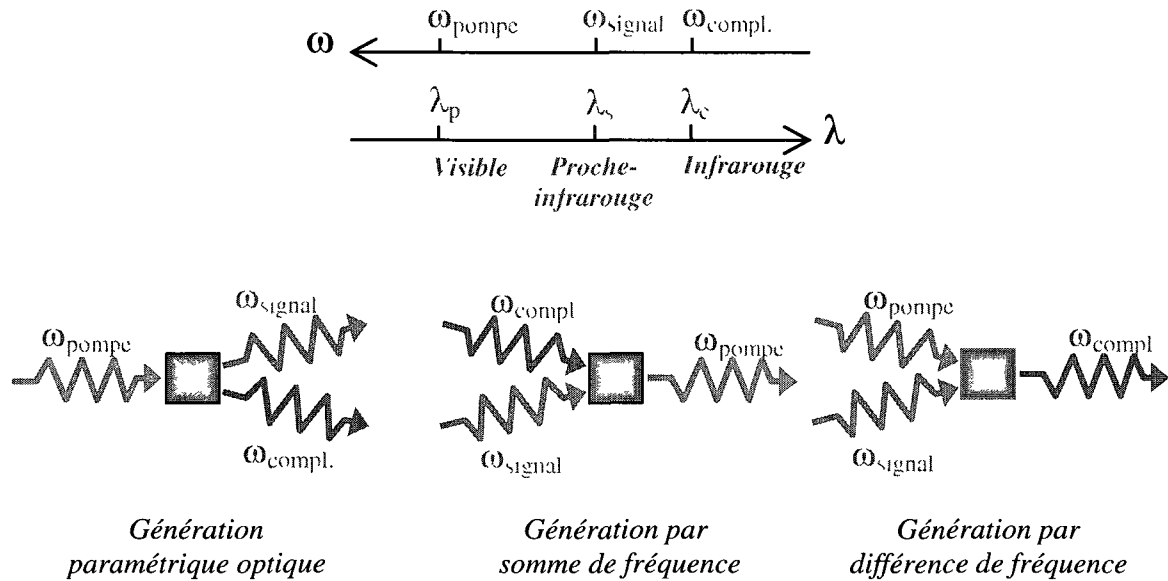


Figure 1.2 : Variantes de l'oscillateur paramétrique optique

1.2.2 Source OPO infrarouge en AlGaAs

Une source OPO à différence de fréquence, entre une onde visible et une autre proche infrarouge, pourrait répondre au besoin de nouvelles sources infrarouges, cohérentes, compactes [Fejer, 1994]. Cette source, fabriquée dans un semi-conducteur non-linéaire, tel que l'AlGaAs, présente plusieurs avantages :

- Les longueurs d'onde émises peuvent atteindre le proche et le moyen infrarouge (1 à 4 μm) dans la plage de transparence de l'AlGaAs ;
- Les longueurs d'onde émises ne sont pas influencées par la structure de bande, mais uniquement par la géométrie de la structure liée à l'accord de phase ;
- Le fonctionnement est à température ambiante ;
- Les longueurs d'onde émises sont accordables en température, car un contrôle de la température permet de modifier les dimensions donc l'accord de phase ;
- La microfabrication sur semi-conducteurs III-V est largement maîtrisée par les industriels contrairement à la croissance épitaxiale moins usitée pour les hétérostructures complexes.

De telles sources OPO infrarouges ouvriraient la porte à des avancées technologiques. Des diodes lasers à semi-conducteur et une structure guidante non-linéaire à mélange de fréquence pourraient être intégrées sur un même composant. La source infrarouge finale serait compacte et l'efficacité énergétique considérablement améliorée comparativement aux cristaux non-linéaires traditionnels. Ultimement, un circuit photonique intégré complet pourrait être réalisé, de l'émission, au traitement du signal via le guidage et la détection.

Ce projet de recherche vise à prouver qu'une interaction non-linéaire d'ordre 2 est réalisable dans une structure compacte en AlGaAs, afin d'obtenir une preuve de concept pour de futures sources OPO infrarouge en AlGaAs.

1.3 Projet de recherche

Une source OPO infrarouge en AlGaAs ne sera fonctionnelle que si la condition d'accord de phase est respectée lors de l'interaction non-linéaire des deux ondes incidentes. La réalisation et l'optimisation d'un tel composant sont loin d'être triviales. Ce projet vise donc à poser la première pierre, en prouvant que l'accord de phase peut être atteint dans une structure simple en AlGaAs, à température ambiante.

Afin de simplifier l'expérimentation, cette preuve de concept sera étudiée dans un OPO inversé. Le faisceau infrarouge sera injecté « à la sortie » du dispositif, au lieu de coupler à l'entrée les deux faisceaux visible et proche-infrarouge. L'avantage indéniable de ce test réside dans l'utilisation d'un seul faisceau infrarouge, ce qui simplifie la configuration des tests et l'optimisation. Cet OPO inversé est également dégénéré, car les fréquences générées « en entrée » sont égales.

La relation classique pour la génération d'onde infrarouge par OPO est la suivante :

$$\omega_{pompe}^{(visible)} - \omega_{signal}^{(proche\ infrarouge)} = \omega_{complémentaire}^{(infrarouge)} \quad 1.2$$

La configuration testée ici suit la relation adaptée suivante :

$$\omega_{injectée}^{(infrarouge)} = 1/2 \times \omega_{générée}^{(proche\ infrarouge)} \quad 1.3$$

Ceci est équivalent à un montage doublage de fréquence, dans lequel une onde fondamentale (*fond.*) infrarouge génère sa seconde harmonique (*s.h.*) dans le proche infrarouge par interaction non-linéaire. Ce phénomène d'optique non-linéaire quadratique se nomme « génération de seconde harmonique » :

$$\omega_{\text{fond.}}^{(\text{infrarouge})} = 1/2 \times \omega_{\text{s.h.}}^{(\text{proche infrarouge})} \quad 1.4$$

Les longueurs d'onde correspondantes suivent la relation suivante :

$$\lambda_{\text{fond.}}^{(\text{infrarouge})} = 2 \times \lambda_{\text{s.h.}}^{(\text{proche infrarouge})} \quad 1.5$$

1.3.1 Objectif global

L'objectif de ce projet de recherche est donc de réaliser un convertisseur de longueur d'onde en AlGaAs fonctionnant selon le principe de génération de seconde harmonique (GSH). La structure guidante en AlGaAs sera le cœur de l'interaction non-linéaire quadratique, telle qu'illustrée à la figure 1.3.

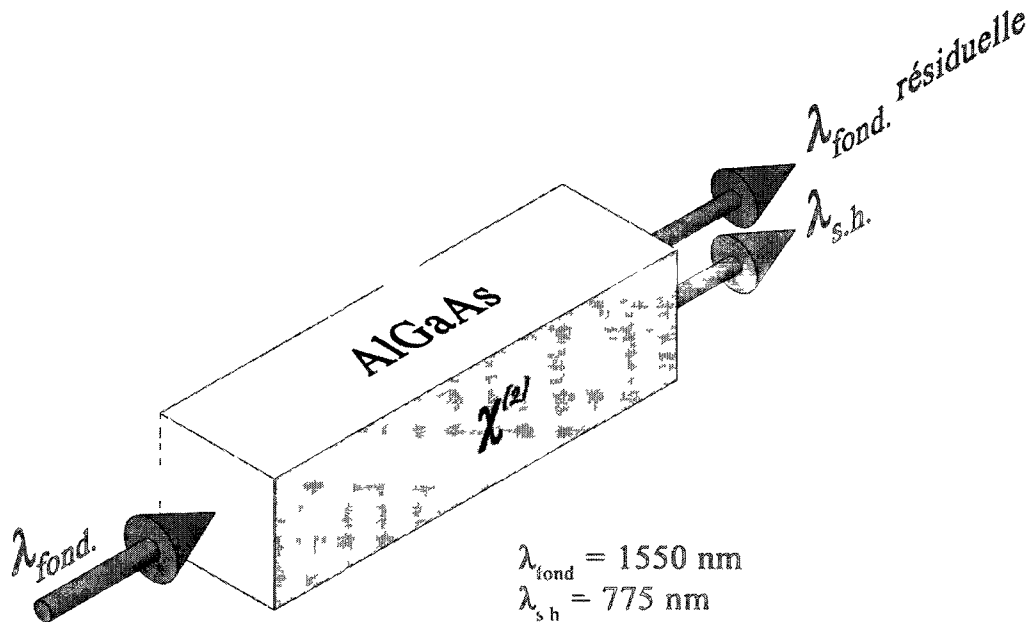


Figure 1.3 : Convertisseur de longueur d'onde en AlGaAs par GSH

Ce projet de recherche vise donc à modéliser, concevoir, fabriquer et tester ce convertisseur de longueur d'onde en AlGaAs afin de générer une onde cohérente accordable autour de ~ 775 nm ($\lambda_{s.h.}$) à partir d'une source à ~ 1550 nm ($\lambda_{fond.}$).

1.3.2 Contexte de réalisation

La réalisation de ce projet requiert des expertises en physique fondamentale pour la modélisation d'optique non-linéaire, en épitaxie pour la croissance de l'AlGaAs et en microfabrication pour la réalisation du composant. Ainsi, un projet conjoint a été mis en place par les professeurs Roberto Morandotti de l'INRS-ÉMT (Institut National de la Recherche Scientifique - Énergie, Matériaux et Télécommunications) de l'Université du Québec et Richard Arès et Vincent Aimez du CRN² (Centre de Recherche en Nanofabrication et Nanocaractérisation) de l'Université de Sherbrooke.

Le Prof. Roberto Morandotti dirige le laboratoire d'optique non-linéaire et intégrée à l'INRS. Sa thématique de recherche est orientée autour de nouveaux processus non-linéaires dans les semi-conducteurs III-V pour les télécommunications ultrarapides ou l'informatique tout-optique. Le Prof. Richard Arès dirige le laboratoire d'épitaxie avancée du CRN². Son axe de recherche principal concerne les nouvelles technologies d'épitaxie de semi-conducteurs III-V pour l'énergie photovoltaïque, la photonique ou l'électronique de puissance. Le Prof. Vincent Aimez assure la direction du CRN² et la co-direction du LIA-LN2 (laboratoire international associé en nanotechnologies et nanosystèmes). Sa recherche concerne essentiellement les procédés de micro et nano-fabrication avancés pour des composants photoniques III-V (à base d'InP, de GaAs, de GaN ou d'AlN) et SOI (*Silicon On Insulator*).

La modélisation, la conception et la caractérisation en optique-non linéaire des convertisseurs de longueurs d'onde en AlGaAs seront réalisées à l'INRS. La fabrication, réalisée au CRN², sera le cœur de ce projet de doctorat. Celui-ci est le premier, à l'Université de Sherbrooke, né de la collaboration entre ces deux groupes de recherche.

1.3.3 Cahier des charges du projet de doctorat

Le projet présenté dans ce document, concerne la fabrication du convertisseur de longueur d'onde par GSH, c'est-à-dire la fabrication d'un guide d'onde droit, submicrométrique, en GaAs/AlGaAs, à fort contraste d'indice et fort rapport d'aspect.

L'objectif de ce projet se résume donc au développement d'un procédé de microfabrication complet, dont la qualité de chacune des étapes est cruciale. En effet, la conversion de longueur d'onde non-linéaire dépend de l'accord de phase, c'est-à-dire de la géométrie et des dimensions du guide d'onde. Quant à l'efficacité du composant, elle dépend de l'intensité lumineuse se propageant dans le guide d'onde. Il est donc essentiel d'optimiser la qualité de la fabrication afin de minimiser les pertes de propagation.

Le cahier des charges de ce projet de doctorat peut donc se résumer en quatre critères imposés par la géométrie des guides d'ondes à réaliser. Chacun de ces critères est un défi de fabrication en soi, ils sont énumérés ci-après :

- La largeur de guide l submicrométrique et précise (300 à 1000 nm), pour permettre l'accord de phase ;
- La rugosité minimale des flancs, contre les pertes par diffusion ;
- La verticalité des parois qui permet de forts rapports d'aspect (h/l), contre les pertes par le substrat ;
- L'homogénéité des flancs, qui doivent être exempts de défaut (cristallographique et énergétique), contre les pertes par recombinaisons non radiatives.

Un guide d'onde typique est illustré à la figure 1.4.

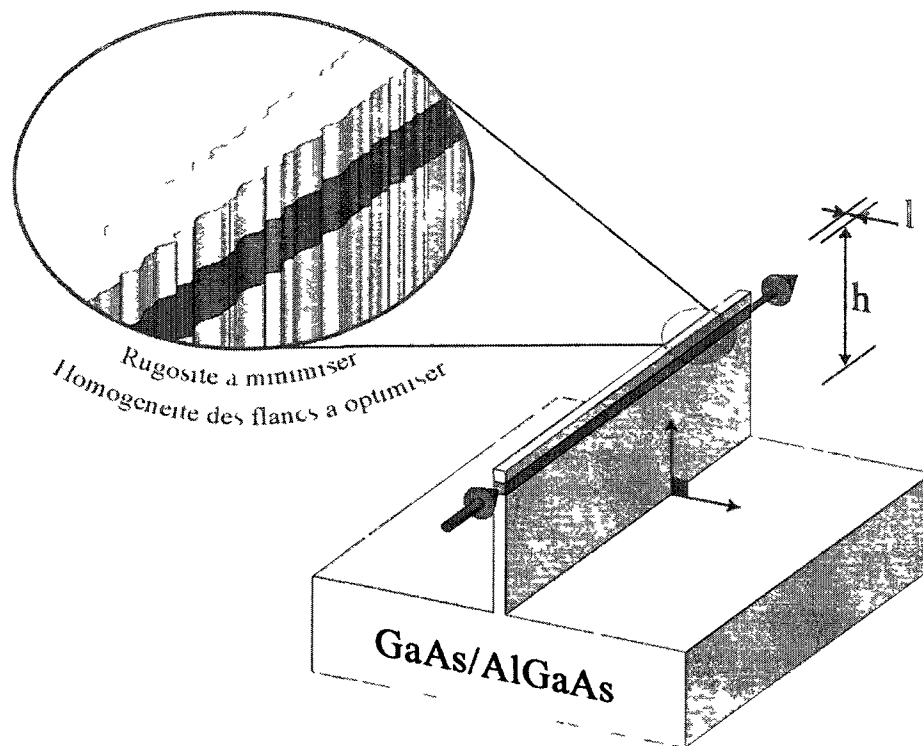


Figure 1.4 : Guide d'onde à fabriquer avec ses paramètres critiques

1.4 Organisation du document

Avant d'exposer les travaux entrepris, le chapitre 2 présente brièvement l'optique non-linéaire et la génération de seconde harmonique. Ces bases théoriques permettent de comprendre globalement le fonctionnement du convertisseur de longueur d'onde. De plus, le résumé de la modélisation théorique réalisée par nos collaborateurs de l'INRS permet de justifier le cahier des charges de ce projet de doctorat.

Le chapitre 3 présente la propagation de la lumière dans une structure guidante, puis les différentes pertes de propagation inhérentes à la composition et à la géométrie de la structure. L'état de l'art des pertes de propagation dans des guides micrométriques et submicrométriques à base de GaAs y est également présenté.

Le rôle de ces 2 chapitres est donc de justifier la géométrie de guide d'onde retenue pour ce projet, c'est-à-dire un guide d'onde submicrométrique en GaAs/AlGaAs, à fort rapport d'aspect. Ces chapitres démontrent également l'importance de la qualité de la fabrication, en corrélant les pertes de propagation et la qualité de la structure guidante réalisée.

La suite du document est structurée autour de la fabrication de ces guides d'onde submicrométriques en GaAs/AlGaAs à fort rapport d'aspect.

Le chapitre 4 parcourt l'ensemble du procédé de microfabrication élaboré pour la réalisation de ces guides d'onde, de l'hétérostructure épitaxiale, au clivage des facettes, en passant par le dépôt du masque de gravure, la lithographie et les gravures plasma. Une étape cruciale est présentée dans ce chapitre : l'électrolithographie. En effet, les deux premiers critères du cahier des charges, la largeur des guides et la non-rugosité des flancs dépendent de cette étape. Cette dernière est développée et réalisée en collaboration avec le personnel du laboratoire de micro et nanofabrication (LMN) de l'INRS.

La gravure plasma du semi-conducteur GaAs/AlGaAs est la seconde étape cruciale de ce procédé de fabrication, trois des critères du cahier des charges vont être influencés par cette étape : la rugosité des flancs, la verticalité des parois et l'homogénéité des surfaces. Le développement de ce procédé représente la contribution principale de ce projet de doctorat, les détails sont donc présentés dans les chapitres 5 et 6.

Le chapitre 5 détaille la gravure plasma, ses caractéristiques, les différents réacteurs et la revue de littérature des chimies et des conditions de gravure des semi-conducteurs III-V à base de GaAs. Ces bases théoriques ont permis de développer un procédé de gravure reproductible pour les structures micrométriques.

Quant au chapitre 6, il présente l'optimisation du procédé de gravure à l'aide d'un dépôt de couche inhibitrice afin de réaliser des guides d'onde submicrométriques à parois exceptionnellement anisotropes. Ce procédé permet de fabriquer des guides d'onde avec des rapports d'aspect encore inégalés. Ces résultats sont publiés dans *Nanotechnology* [Volatier et al., 2010].

Afin d'évaluer les performances des guides d'onde fabriqués, il est nécessaire de mesurer les pertes de propagation. Le chapitre 7 présente donc la technique de mesure de pertes retenue ainsi que les mesures réalisées. Ensuite, les résultats de conversion de longueur d'onde par génération de seconde harmonique dans ces mêmes guides d'onde sont présentés. L'ensemble

de ces résultats permet d'évaluer explicitement la qualité du procédé de fabrication développé dans le cadre de ce projet de doctorat.

Dans le but d'améliorer davantage les performances de ces composants en GaAs/AlGaAs, le chapitre 8 étudie un traitement de surface par passivation. Ce traitement vise à améliorer l'homogénéité des surfaces en minimisant les densités d'état de surface. Une telle passivation possède un potentiel important pour la réduction des pertes par recombinaisons non radiatives, particulièrement pour les composants à fort rapport « surface sur volume », dans lesquels l'interaction avec la surface augmente de façon considérable.

Différents traitements de passivation ont ainsi été réalisés sur du GaAs. Leur efficacité a été caractérisée par les techniques spécifiques couramment utilisés : les mesures électriques de capacité MIS (Métal-Isolant-Semi-conducteur) et les mesures de photoluminescence. Cependant, cette étude met en évidence une contradiction entre les différents résultats obtenus et permet d'écarter la caractérisation par photoluminescence. Ce résultat justifie une étude plus approfondie pour développer une technique de caractérisation rapide et non destructive.

Enfin, la conclusion résume les principaux résultats notamment la qualité du procédé de fabrication de dispositifs photoniques submicrométriques en GaAs/AlGaAs validée par les performances de conversion non-linéaire de longueur d'onde.

CHAPITRE 2

OPTIQUE NON-LINÉAIRE ET GÉOMÉTRIE

SUB- μm CHOISIE

Ce chapitre présente brièvement l'optique non-linéaire, la génération de seconde harmonique et les paramètres qui l'influencent. Ces bases théoriques introduisent la modélisation réalisée par nos collaborateurs de l'INRS et justifient l'utilisation d'un guide d'onde en GaAs/AlGaAs submicrométrique pour la conversion de longueur d'onde. Ainsi, l'intérêt de ce chapitre est de justifier théoriquement le cahier des charges de ce projet de doctorat.

L'optique non-linéaire est définie par l'étude des phénomènes optiques résultant de l'interaction d'une lumière intense avec la matière [Boyd, 2003]. Typiquement, seule une lumière laser de forte puissance engendre des modifications de propriétés optiques dans un matériau. C'est pourquoi, même si la théorie de l'optique non-linéaire a été établie autour des années 1930, par les prix Nobels Paul Dirac et Maria Goeppert-Mayer, le premier phénomène non-linéaire n'a été observé qu'en 1961 [Franken et al., 1961], un an après l'invention du laser [Maiman, 1960]. Un laser à rubis à 694 nm fut utilisé pour éclairer un cristal de quartz et une radiation ultra-violette à 347 nm fut observée en sortie. Ce phénomène de génération de seconde harmonique est précisément le principe de conversion de longueur d'onde utilisé dans cette étude.

2.1 Optique linéaire vs. optique non-linéaire

L'optique linéaire est un modèle largement valide pour étudier la propagation d'onde. Il suppose que les champs électromagnétiques suivent le principe de superposition : deux faisceaux lumineux dans un milieu linéaire n'interagissent pas entre eux et se propagent individuellement et sans modifications. En revanche, en optique non-linéaire, des ondes lumineuses peuvent interagir entre elles par l'intermédiaire du milieu. En effet, la non-linéarité

concerne le milieu de propagation de la lumière et non la lumière elle-même. Dans un tel milieu, les fréquences de propagation des ondes peuvent être sujettes à modification. Cette propriété étonnante n'apparaît que pour une très forte concentration de photons dans un faible volume, c'est-à-dire pour une forte densité de puissance.

Pour comprendre la distinction entre linéarité et non-linéarité, il est nécessaire d'examiner microscopiquement le milieu de propagation. Ce dernier est un ensemble d'atomes, globalement neutre, dans lequel les centres de gravité des charges positives et négatives coïncident dans l'espace. Lorsqu'une onde lumineuse électromagnétique se propage dans ce matériau, les charges tendent à se déplacer en présence du champ électrique E . Dans un matériau conducteur, les électrons se déplacent librement et génèrent un courant électrique. Dans un matériau diélectrique (ou un semi-conducteur), couramment utilisé en optique, les charges sont fortement liées les unes aux autres et elles s'éloignent légèrement de leurs positions d'origine dans un mouvement transitoire (les charges positives dans le sens du champ et les charges négatives dans le sens opposé). Ces petits déplacements élémentaires se traduisent par l'apparition dans le matériau de moments dipolaires électriques induits qui créent une polarisation P . Cette polarisation, liée à l'amplitude du champ électrique, oscille à la fréquence d'excitation et elle se caractérise par la susceptibilité électrique du matériau.

$$P = \varepsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}EE + \chi^{(3)}EEE + \dots + \chi^{(n)}E^{(n)}) \quad 2.1$$

ε_0 est la permittivité du vide et les termes $\chi^{(1)}, \chi^{(2)}, \chi^{(3)}$ sont respectivement les susceptibilités du premier, du deuxième et troisième ordre.

Dans un matériau qualifié de linéaire, seul $\chi^{(1)}$ possède une valeur non négligeable et la polarisation varie linéairement avec E , il n'y a donc pas de modifications des propriétés optiques. Dans un matériau non-linéaire, la polarisation résultante varie non-linéairement avec E . Lorsque E incident est faible, la polarisation induite apparaît essentiellement comme une fonction linéaire de E (figure 2.1.a). Pour de plus fortes valeurs de E , la polarisation présente une forte distorsion due à plusieurs harmoniques de la fréquence incidente (figure 2.1.b) [Courtois, 2002].

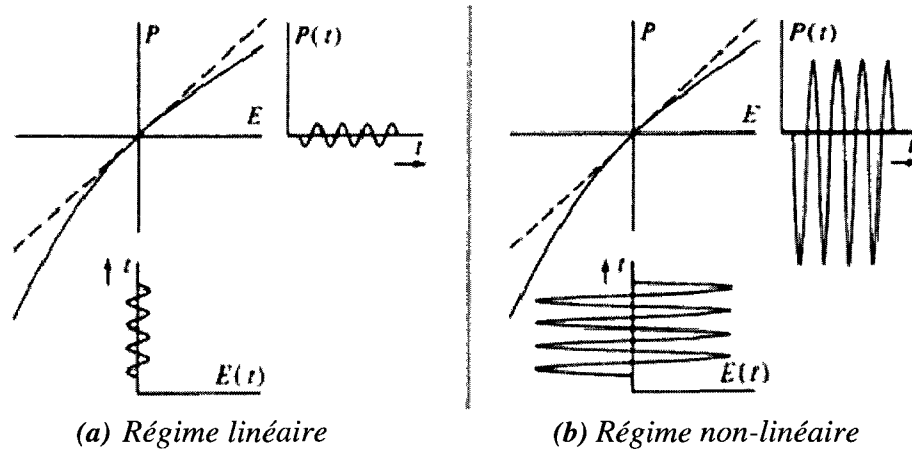


Figure 2.1 : Influence de l'intensité du champ électrique oscillant sur la polarisation dans un matériau non linéaire [Courtois, 2002]

Ces variations de polarisation sont à la base de nouveaux composants optiques dont quelques exemples sont énumérés dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1 : Exemples de phénomènes non-linéaires et des applications correspondantes

Ordre	Tenseur	Effet	Applications
1	$\chi^{(1)}$	Absorption linéaire ($-\omega ; \omega$) Génération de seconde harmonique ($-2\omega ; \omega, \omega$)	Doubleur de fréquence
2	$\chi^{(2)}$	Transposition de fréquence ($-\omega_3 ; -\omega_1, \pm\omega_2$) Effet Pockels ($-\omega ; \omega, 0$) Génération de troisième harmonique ($-3\omega ; \omega, \omega, \omega$)	Amplificateur et oscillateur paramétrique optique Modulateur électro-optique Spectroscopie
3	$\chi^{(3)}$	Effet Kerr optique ($-\omega_s ; \omega_p, -\omega_p, \omega_s$) Mélange à quatre ondes ($-\omega_4 ; \omega_1, \omega_2, \omega_3$)	Porte optique ultra rapide Solitons Démultiplexage temporel dans les réseaux très haut débit

L'objectif de cette recherche étant de réaliser un convertisseur de longueur d'onde, nous nous intéressons au doublage de fréquence par la génération de seconde harmonique.

2.2 Génération de seconde harmonique

La génération de seconde harmonique GSH dans un cristal convertit 2 photons identiques, nommés photons fondamentaux, en un photon unique à deux fois la fréquence du photon incident ($\omega_{fond.} + \omega_{fond.} \rightarrow \omega_{s.h.} = 2\omega_{fond.}$) [Boyd, 2003]. La longueur d'onde de l'harmonique est donc la moitié de la longueur d'onde fondamentale. La figure 2.2.a) illustre le principe de GSH et la figure 2.2.b) présente un diagramme énergétique de GSH à niveaux d'énergie virtuels.

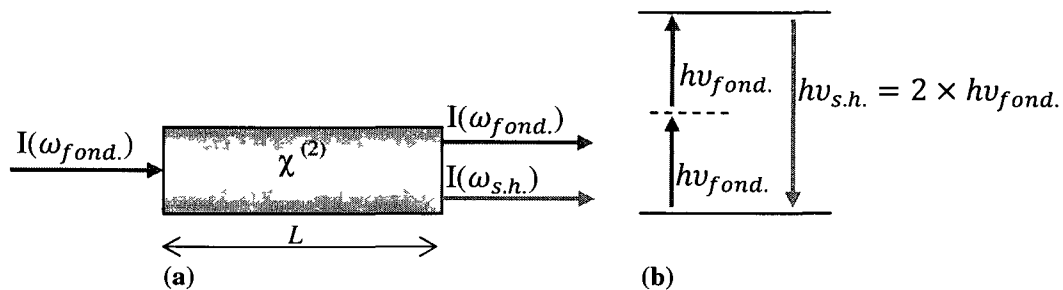


Figure 2.2 : Représentation schématique (a) et énergétique (b) de GSH

La GSH a ouvert la voie à la réalisation de sources lumineuses cohérentes dans de nouvelles gammes spectrales. Par exemple, la GSH est couramment utilisée pour convertir la longueur d'onde d'un laser Nd :YAG, qui émet à 1064 nm dans le proche infrarouge, en un faisceau à 532 nm vers le milieu du spectre visible.

2.3 Paramètres de l'efficacité de conversion GSH

Dans des conditions expérimentales adéquates, le rendement de conversion de GSH peut atteindre 50 % à des puissances laser modérées [Ghotbi and Ebrahim-Zadeh, 2005]. Afin de maximiser ce rendement, différentes conditions doivent être respectées :

- $\chi^{(2)}$ doit être maximal, car il est directement responsable de la GSH et donc du rendement de conversion,
- L'accord de phase doit être respecté entre l'onde incidente et l'harmonique générée, afin que ces ondes se propagent à la même vitesse,

- Le recouvrement modal, c'est-à-dire le recouvrement des distributions spatiales, doit être maximal afin de favoriser l'interaction des modes. À confinement optique égal, ce paramètre augmente lorsque la taille du guide diminue,
- La densité de puissance incidente, corrélée au confinement optique, doit être importante, car l'intensité de l'harmonique générée augmentera avec le carré de l'intensité laser d'excitation,
- La longueur du guide, si les pertes de propagation ne sont pas trop élevées.

Ces critères essentiels nous permettent de justifier les choix de matériau et de géométrie, détaillés ci-après.

2.3.1 Forte susceptibilité du deuxième ordre de l'AlGaAs

Les effets d'optique non-linéaire d'ordre 2, telle que la génération de seconde harmonique, se manifestent uniquement dans des matériaux présentant une forte susceptibilité d'ordre 2. Par définition, ces matériaux doivent être des cristaux non-centrosymétriques, c'est-à-dire des cristaux sans symétrie d'inversion [Boyd, 2003].

Afin de déterminer le matériau adéquat pour cette étude, il est important de considérer les autres besoins de ce convertisseur de longueur d'onde. L'objectif ultime étant de créer de nouvelles sources infrarouges compactes, potentiellement intégrées sur un circuit photonique, il serait pertinent de combiner sur un même composant ce convertisseur de longueur d'onde à un émetteur laser compact. De plus, le matériau doit être transparent à 1550 nm, la longueur d'onde utilisée dans le domaine des télécommunications.

Le silicium et les cristaux diélectriques, tels que le niobate de lithium (LiNbO_3), le beta barium borate (BBO) ou le SiO_2 des fibres optiques, étant incompatibles avec l'émission de lumière, ils sont retirés de cette sélection. Un matériau prometteur pour ce composant semble être l'AlGaAs, un semi-conducteur à bande interdite directe, transparent à 1550 nm et avec un fort $\chi^{(2)}$. Par ailleurs, l'hétérostructure semi-conductrice GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x < 0,4$ pour une bande interdite directe) est couramment réalisée par épitaxie, car le cristal est en accord de maille avec le GaAs.

L' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ présente plusieurs avantages :

- Une forte susceptibilité non-linéaire d'ordre 2 ($\chi^{(2)} \sim 180 \text{ pm/V}$, soit environ 20 fois supérieure à celle du LiNbO_3),
- Une technologie de fabrication mature,
- Une large plage de transparence dans l'infrarouge,
- Un indice de réfraction élevé ($n \sim 3.3$ selon la composition),
- Une intégration monolithique des convertisseurs de longueurs d'onde avec des structures laser, des modulateurs ou des détecteurs.

2.3.2 Accord de phase

Lorsque tous les dipôles induits par l'onde fondamentale oscillent, en tout point du milieu non-linéaire, en phase avec la seconde harmonique générée, le rendement de conversion est optimum. Ces conditions idéales correspondent à un accord de phase entre l'onde fondamentale et celle de la seconde harmonique. Sans cet accord de phase, les ondes générées au cours de la propagation dans le milieu non-linéaire se déphasent et finissent par interférer de façon destructive.

Contrairement à la conservation de l'énergie, l'accord de phase est une condition qui ne se réalise pas de manière triviale. Elle est étroitement liée à la conservation de la quantité de mouvement p , donc à la compensation des vecteurs d'onde k . Dans le cas particulier de la génération de seconde harmonique, l'accord de phase requiert que les indices de réfraction soient égaux à la longueur d'onde fondamentale et à celle de l'harmonique, tel que détaillé dans le tableau 2.2.

Tableau 2.2 : Condition à respecter pour l'accord de phase de la GSH

Conservation de l'énergie \hat{E}	Conservation de la quantité de mouvement p	
$\hat{E}_{s.h.} = 2 \times \hat{E}_{fond.}$	$p_{s.h.} = 2 \times p_{fond.}$	h, constante de Planck k, vecteur d'onde
$h \nu_{s.h.} = 2 \times h \nu_{fond.}$	$\hbar k_{s.h.} = 2 \times \hbar k_{fond.}$	
$\nu_{s.h.} = 2 \times \nu_{fond.}$	$\frac{2\pi}{\lambda_{s.h.(n)}} = 2 \times \frac{2\pi}{\lambda_{fond.(n)}}$	
$\lambda_{s.h.} = \frac{1}{2} \times \lambda_{fond.}$	$n_{s.h.} \nu_{s.h.} = 2 \times n_{fond.} \nu_{fond.}$	
	$n_{s.h.} = n_{fond.}$	

La dispersion chromatique inhérente aux matériaux rend l'accord de phase particulièrement difficile à atteindre, car l'indice de réfraction est en général plus grand à la fréquence harmonique qu'à la fréquence fondamentale.

Dans certains matériaux non-linéaire, appelés biréfringents ou anisotropes, l'indice de réfraction dépend non seulement de la fréquence, mais également de la polarisation. Grâce à cette propriété, il est possible de réaliser l'accord de phase par biréfringence, illustré à la figure 2.3 [Joffre, 2006]. Ce dernier consiste à utiliser un cristal non-linéaire biréfringent, tel que le BBO, de sorte que l'onde fondamentale et l'onde seconde harmonique soient polarisés selon des axes perpendiculaires. Si la biréfringence est suffisante et l'orientation du cristal correctement choisie, il est possible de réaliser l'accord de phase par biréfringence entre des ondes de fréquences différentes [Venugopal Rao et al., 2004]. Malgré la simplicité d'utilisation, ces cristaux non-linéaires biréfringents sont encore difficilement façonnables à de petites dimensions et semblent donc incompatibles avec les composants compacts.

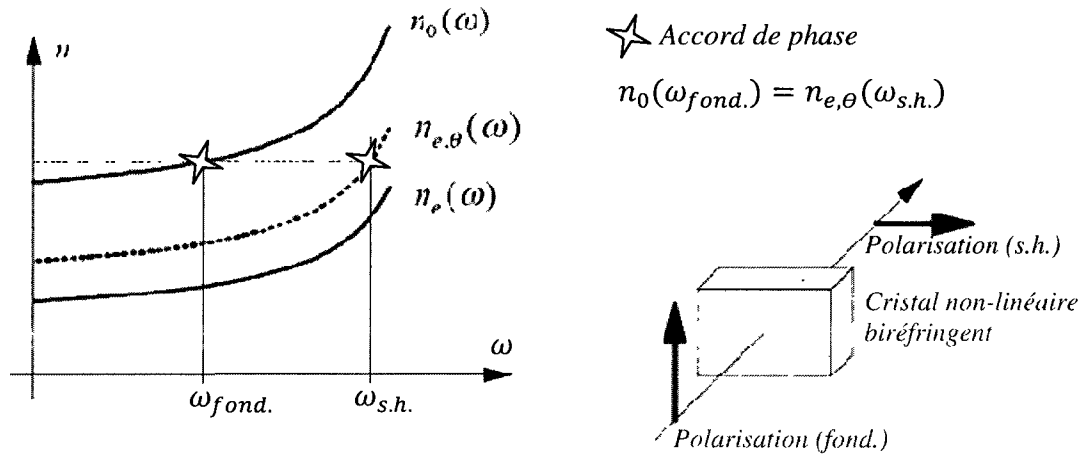


Figure 2.3 : Accord de phase par biréfringence
[Joffre, 2006]

Dans un matériau non-linéaire isotrope, tel que l'AlGaAs choisi pour ce projet, il n'est pas possible de trouver un accord de phase par biréfringence. La réalisation de l'accord de phase dans un tel matériau se révèle être un des défis majeurs de ce projet.

À défaut de supprimer le désaccord de phase, une solution consiste à réaliser un quasi-accord de phase. Cette alternative consiste à périodiquement compenser le désaccord de phase, afin de garder les ondes en phase. Pour cela, le cristal non-linéaire doit être périodiquement retourné, selon la direction de la propagation lumineuse, afin d'inverser le signe de $\chi^{(2)}$ à chaque longueur de cohérence. Ceci équivaut à rajouter une phase de π au désaccord de phase. Les interférences destructives qui ont normalement lieu toutes les deux longueurs de cohérence L_c sont supprimées. La puissance des ondes générées peut croître continûment sur toute la traversée du milieu non-linéaire. La figure 2.4 montre l'effet de l'accord de phase sur l'intensité de la seconde harmonique générée en fonction de la distance parcourue dans le cristal non-linéaire [Fejer et al., 1992, Joffre, 2006] : la courbe A pour un accord de phase parfait, la courbe C sans accord de phase et la courbe B pour un quasi-accord de phase.

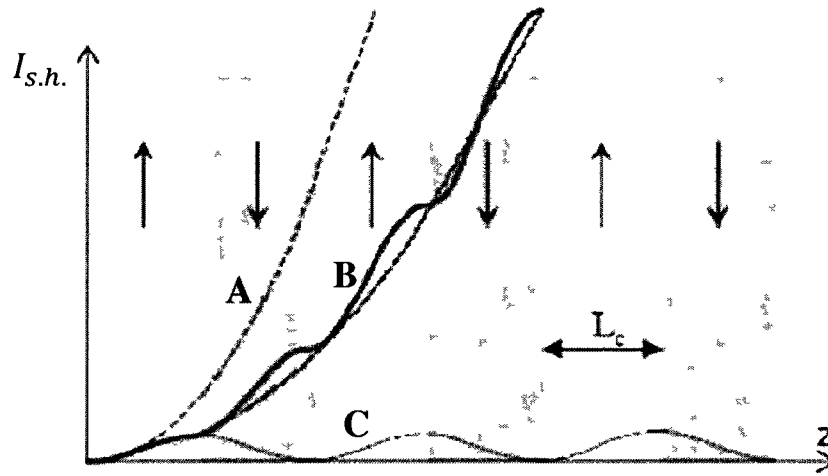


Figure 2.4 : Effet de l'accord de phase sur l'intensité de la seconde harmonique générée [Joffre, 2006]

Pour réaliser l'inversion périodique de la non-linéarité, il existe plusieurs techniques, par exemple pour l'AlGaAs, l'interdiffusion de puits quantiques [Venugopal Rao et al., 2004] ou le collage moléculaire [Yoo et al., 1995]. Cependant, ces procédés sont très complexes, les dimensions sont critiques et les performances résultantes sont modérées [Parameswaran et al., 2002, Yu et al., 2005]. Il semble également difficile d'intégrer un guide d'onde quasi accordé en phase avec un composant actif sur une même hétérostructure semi-conductrice.

Si la structure de GSH permet la propagation de plusieurs modes, l'accord de phase modal peut être envisagé. En effet, chaque mode a une constante de propagation distincte, son indice de réfraction effectif n_{eff} , typiquement plus faible pour les modes d'ordre plus élevé.

Cependant, une conséquence de la dispersion chromatique sur la GSH est un indice de réfraction du milieu non-linéaire plus élevé à la fréquence harmonique qu'à la fréquence fondamentale. Ces deux effets sont résumés dans les équations suivantes.

$$n(s.h.) > n(fond.) \quad 2.2$$

$$n_{eff_{ordre\ 1}}^{mode} > n_{eff_{ordre\ 2}}^{mode} > n_{eff_{ordre\ 3}}^{mode} > \dots \quad 2.3$$

L'accord de phase modal consiste à combiner ces deux effets : l'onde fondamentale doit se propager dans un mode d'ordre inférieur à celui de l'onde seconde harmonique. La propagation des deux ondes permet alors d'obtenir l'égalité recherchée :

$$n(fond.)_{ordre\ i}^{mode} = n(s.h.)_{ordre\ j}^{mode} \text{ avec } i < j \quad 2.4$$

Il est en effet possible d'obtenir un indice de réfraction effectif identique pour l'onde fondamentale et pour certains modes de l'onde harmonique générée. Néanmoins, le rendement de conversion correspondant est moins élevé que par biréfringence, car le recouvrement modal entre des modes d'ordres différents est toujours moins élevé qu'entre deux modes d'ordre 1. Malgré cela, l'accord de phase modal est une technique intéressante car elle est considérablement plus simple à fabriquer que le quasi accord de phase. Dans le but d'améliorer l'efficacité de la conversion, le recouvrement spatial des modes peut être augmenté avec des géométries complexes de guide d'onde en forme de « M » qui requièrent de doubles gravures [Venugopal Rao et al., 2004, Ducci et al., 2004].

Récemment, beaucoup d'études visent à développer de nouvelles techniques d'accord de phase avec des coupleurs à guides d'onde [Dong et al., 2006], des résonateurs en anneaux [Zhenshan et al., 2007] ou des guides d'onde avec réflecteur de Bragg [Abolghasem et al., 2009].

Face à la complexité de ces techniques d'accord de phase ou à leur efficacité modérée, des travaux ont été menés pour générer des biréfringences artificielles dans un matériau isotrope afin d'atteindre l'accord de phase par biréfringence [Fiore et al., 1996, Venugopal Rao et al., 2004, Scaccabarozzi et al., 2006]. L'insertion de couches de matériau biréfringent près du cœur du guide d'onde rend la fabrication des ces structures complexes. Toutefois, le record de

conversion théorique est détenu par l'accord de phase par biréfringence artificielle [Scaccabarozzi et al., 2006]. La GSH est générée dans une structure AlGaAs/ Al_xO_y avec un record de conversion théorique de 20 000 %/W/cm² (efficacité pratique d'environ 1 400%/W/cm²), pour lequel l'accord de phase par biréfringence et le fort confinement modal sont réalisés par l'introduction de minces couches d' Al_xO_y dans le cœur du guide d'onde.

Alors que certaines applications bénéficieront des améliorations d'efficacité par accord de phase par biréfringence artificielle, ou par une autre technique, le coût de ces dispositifs est prohibitif. En effet, ces techniques nécessitent des procédés de fabrication complexes avec une multitude d'étapes dont un certain nombre sont critiques, telles que l'oxydation sélective ou le collage moléculaire. La combinaison de ces deux facteurs diminue considérablement le rendement de fabrication ce qui augmente le coût final d'un composant.

Dans la mesure où nous cherchons à réaliser un convertisseur de longueur d'onde intégrable et faible coût, la simplicité de fabrication est essentielle. Le choix s'est donc porté vers l'accord de phase modal avec un fort confinement optique pour maximiser le recouvrement modal. L'étude théorique réalisée par nos collaborateurs, présentée ci-après, a permis de mettre au point une géométrie simple de guides d'onde, lesquels sont efficaces pour la GSH par accord de phase modal : des guides d'onde créneau submicrométrique, en GaAs/AlGaAs, à fort contraste d'indice Δn .

2.4 Guides d'onde sub- μm à fort Δn en GaAs/AlGaAs

Les guides d'onde submicrométriques en AlGaAs, parfois nommés nanofils ou nanoguides dans la littérature, offrent plusieurs avantages. Tout d'abord, ils sont connus pour leurs performances en optique non-linéaire de troisième ordre, car ils permettent d'observer des phénomènes non-linéaires avec de faibles puissances optiques [Siviloglou et al., 2006, Duchesne et al., 2007]. En effet, le fort contraste d'indice d'environ 0,3 entre le cœur et les couches de confinement (et d'environ 2,5 entre le cœur et l'air environnant) confine fortement la lumière dans le cœur, ce qui augmente le recouvrement modal et la densité de puissance. La probabilité des effets non-linéaires dépendant de cette densité, les guides submicrométriques maximisent ces effets et les rendent possibles même pour de faibles puissances d'onde

fondamentale. Par ailleurs, la géométrie et la composition de ces guides d'onde submicrométriques permettent de contrôler la biréfringence modale, c'est-à-dire la dispersion d'indice effectif en fonction de la polarisation [Meier et al., 2007]. Cette propriété permet d'atteindre l'accord de phase modal, assurant ainsi un composant de GSH simple à fabriquer et à mettre en œuvre. Enfin, la réduction des largeurs des guides d'onde à quelques centaines de nanomètres permet des rayons de courbure inférieurs à 10 μm , soit une intégration ultracompacte pour les circuits photoniques intégrés [Katouf et al., 2008].

2.4.1 GSH par accord de phase modal dans un guide d'onde sub- μm

Nos collaborateurs de l'INRS à Varennes, David Duchesne étudiant de doctorat et Prof. Roberto Morandotti, ont modélisé la propagation d'onde dans des guides de différentes géométries. Les résultats montrent qu'un guide d'onde créneau submicrométrique, réalisé dans une hétérostructure GaAs/AlGaAs, avec un fort contraste d'indice, permet d'obtenir l'accord de phase modal et un bon recouvrement modal entre l'onde fondamentale et l'onde seconde harmonique se propageant sur un mode d'ordre 3 [Duchesne et al., 2010a, Duchesne et al., 2010b].

La figure 2.5.a) schématise le profil du guide d'onde typique avec la composition de l'hétérostructure GaAs/AlGaAs utilisée. La largeur l varie de 300 à 1000 nm et la hauteur de la structure, cotée ici à 1,5 μm , doit être la plus élevée possible. La figure 2.5.b) montre le champ électrique simulé pour une onde fondamentale à 1582,32 nm polarisée horizontalement $(\text{TE})_x$ et verticalement $(\text{TM})_y$ ainsi que pour la seconde harmonique générée à 791,16 nm sur le mode d'ordre 3, polarisé horizontalement $(\text{TE})_x$.

L'accord de phase modal théorique à 1582,8 nm est observable sur la figure 2.6.a), qui illustre les dispersions modales du mode fondamental et du mode d'ordre 3 correspondant à la seconde harmonique générée dans un guide d'onde de 650 nm de large. La GSH a lieu uniquement avec recouvrement modal, cette condition impose que les deux polarisations TE et TM de l'onde fondamentale soient injectées dans le guide d'onde. L'accord de phase correspondant est qualifié de type 2.

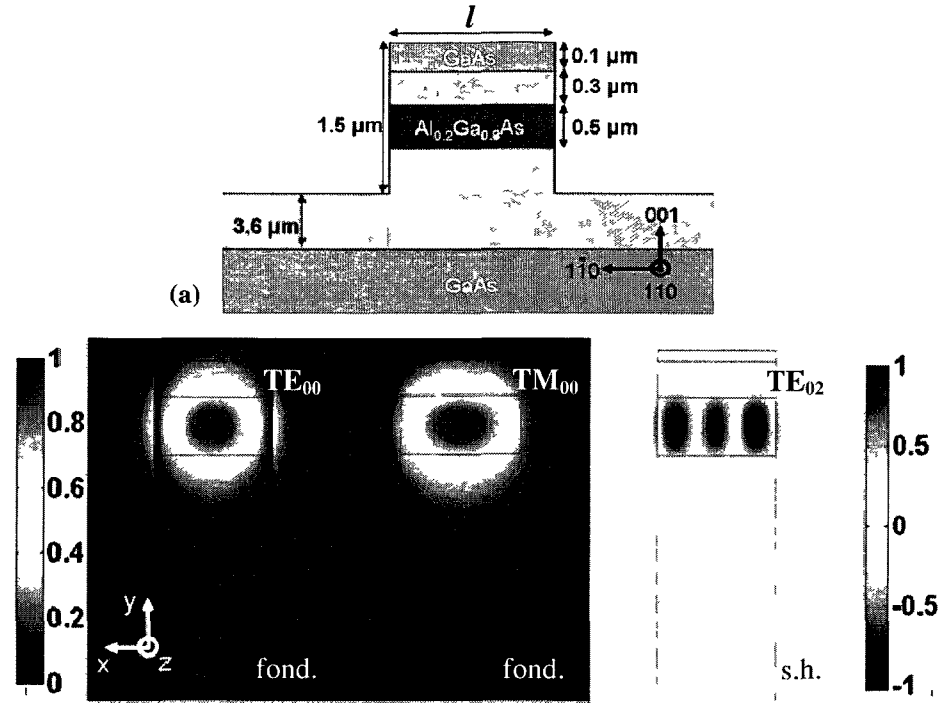


Figure 2.5 : Simulation de GSH dans un guide d'onde submicrométrique
[Duchesne et al., 2010a]

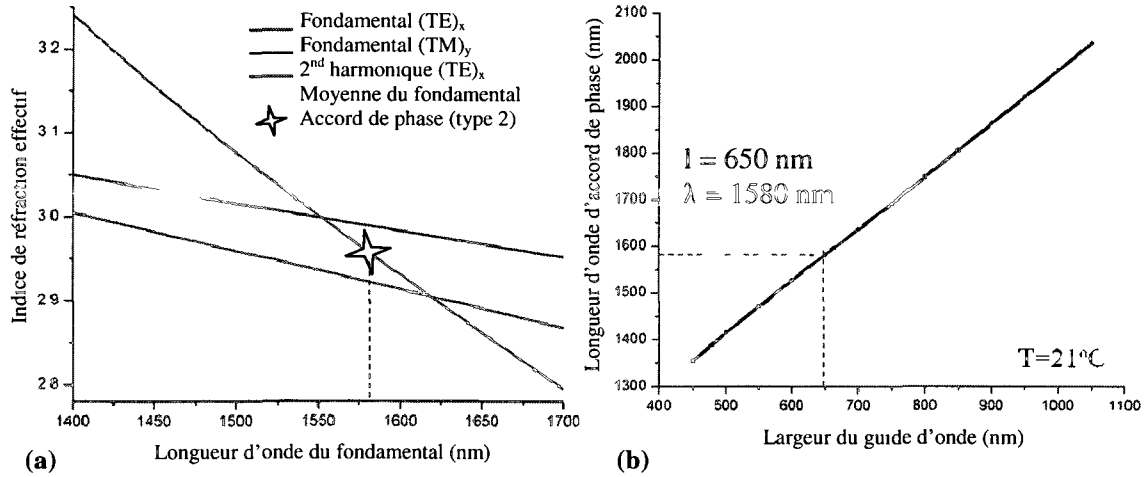


Figure 2.6 : Simulation d'accord de phase modal submicrométrique
[Duchesne et al., 2010a]

2.4.2 Avantages et performances de cette géométrie

Cette modélisation prouve qu'un guide d'onde créneau submicrométrique, à fort contraste d'indice de réfraction, permet la génération de seconde harmonique par accord de phase modal. Pour une conversion de l'onde fondamentale à 1582 nm vers la seconde harmonique à 791 nm (mode d'ordre 3), l'efficacité de conversion théorique normalisée est de 1110 %/W/cm², en utilisant un laser fondamental continu avec une puissance inférieure au mW [Duchesne et al., 2010a]. Cette efficacité de conversion est du même ordre de grandeur que celle obtenue avec les composants à quasi-accord de phase [Parameswaran et al., 2002, Yu et al., 2005] ou à accord de phase modal en « M » [Venugopal Rao et al., 2004, Ducci et al., 2004]. Cette nouvelle géométrie est considérablement plus simple, autant du point de vue de l'hétérostructure que de la fabrication.

Un autre intérêt non négligeable de cette géométrie est son accordabilité. La figure 2.6.b) montre la longueur d'onde d'accord de phase en fonction de la largeur du guide. Cela signifie que la longueur d'onde du fondamental à convertir peut être accordée en phase soit en changeant la largeur du guide (fabriquer un composant intégré avec plusieurs convertisseurs de différentes largeurs) ou en variant la température du composant.

Pour récapituler, les avantages théoriques de ces convertisseurs de longueurs d'onde par GSH, dans des guides d'onde créneaux submicrométriques avec accord de phase modal sont :

- La génération de seconde harmonique pour de faibles puissances optiques, grâce au fort confinement optique provenant du contraste d'indice et des dimensions,
- La géométrie créneau et le procédé de fabrication associé relativement simple, sans oxydation sélective, sans collage moléculaire ni multiples étapes de gravure successives,
- L'accordabilité du composant, en dimension et en température,
- La compacité, intéressante pour l'intégration photonique.

Les choix de conception, en particulier l'accord de phase modal, sont tels que le rendement de conversion théorique est modérément élevé. Afin d'obtenir un rendement de conversion réel le plus proche possible de la valeur théorique, il est primordial de conserver un maximum de lumière à l'intérieur du guide, donc de minimiser les pertes de propagation.

Sans insister sur la précision des dimensions essentielle à l'accord de phase, la qualité de la microfabrication est cruciale, car minimiser les pertes lumineuses nécessite des parois de guides d'onde extrêmement lisses (contre les pertes par diffusion), verticales (contre les pertes par le substrat) et exemptes de défauts et d'états de surface (contre les pertes par recombinaison non radiatives). Ces différentes notions sont abordées dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 3

PERTES DE PROPAGATION

Avant de donner les ordres de grandeur des pertes de propagation dans des guides d'onde micrométriques et submicrométriques à base de GaAs, ce chapitre présente la propagation de la lumière dans une structure guidante, ainsi que les géométries de guides d'onde existantes et les différentes causes de pertes de propagation. Ceci justifie les pertes de propagation élevées dans les guides d'onde submicrométriques et l'attention particulière qui doit être exigée lors de la fabrication.

3.1 Propagation lumineuse dans un guide d'onde planaire

Afin d'analyser la propagation lumineuse dans un guide d'onde de section rectangulaire, la forme de base est un guide d'onde planaire, illustré à la figure 3.1 [Hunsperger.R, 2002], infini dans le plan (y,z) . Les modes lumineux, c'est-à-dire les distributions spatiales d'énergie optique, se propagent dans la direction z .

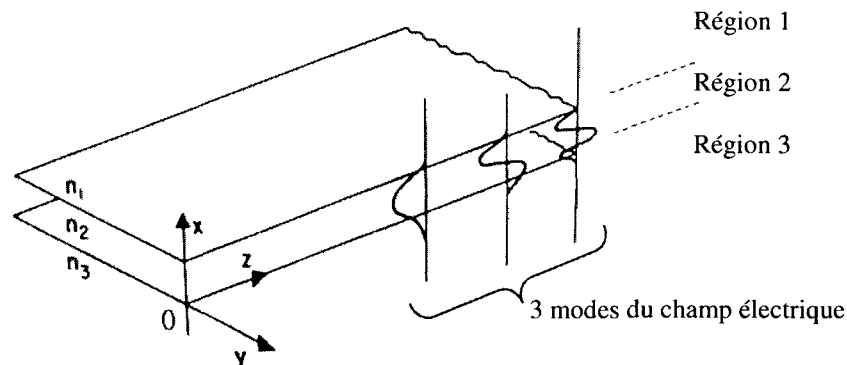


Figure 3.1 : Schéma d'un guide d'onde planaire à 3 couches
[Hunsperger.R, 2002]

Un mode optique est défini mathématiquement par un champ électromagnétique solution de l'équation d'onde de Maxwell :

$$\nabla^2 E(r) + k^2 n^2(r) E(r) = 0 \quad 3.1$$

Avec n l'indice de réfraction et k le nombre d'onde, tel que :

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad 3.2$$

Avec ω la pulsation, c la vitesse de la lumière et λ la longueur d'onde.

Un champ électromagnétique présente la forme mathématique suivante :

$$E(r, t) = E(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad 3.3$$

Avec β la constante de propagation.

L'équation d'onde se reformule donc comme suit :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E(x, y) + [k^2 n^2(r) - \beta^2] E(x, y) = 0 \quad 3.4$$

Une absence de variation selon l'axe z permet de déduire les trois équations suivantes dépendante du milieu de propagation :

$$\text{Région 1 : } \frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x, y) + [k^2 n_1^2 - \beta^2] E(x, y) = 0 \quad 3.5$$

$$\text{Région 2 : } \frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x, y) + [k^2 n_2^2 - \beta^2] E(x, y) = 0 \quad 3.6$$

$$\text{Région 3 : } \frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x, y) + [k^2 n_3^2 - \beta^2] E(x, y) = 0 \quad 3.7$$

La solution de ces équations est sinusoïdale ou exponentielle respectivement pour un facteur $[k^2 n^2 - \beta^2]$ supérieur ou inférieur à zéro. Comme les différentes solutions doivent être continues aux interfaces, les seuls modes restants sont ceux montrés à la figure 3.2 [Hunsperger.R, 2002]. On suppose une fréquence constante et ($n_2 > n_3 > n_1$).

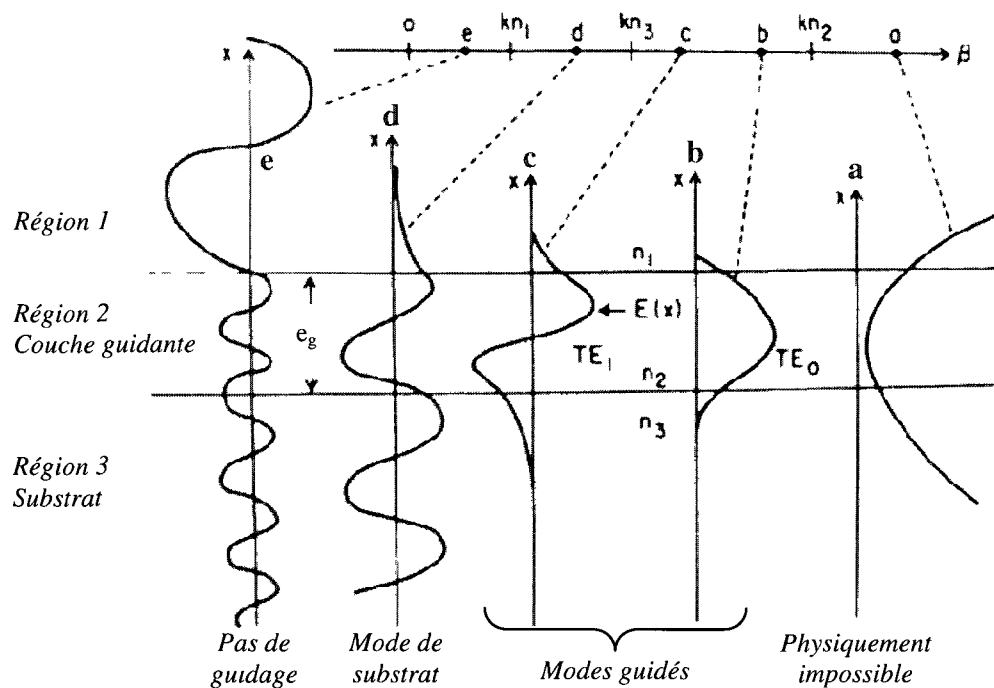


Figure 3.2 : Les modes de propagation dans un guide plan
[Hunsperger.R, 2002]

Chaque solution illustrée présente les caractéristiques suivantes :

- a) la solution n'est pas physiquement réalisable, il n'y a donc pas de propagation lumineuse,
- b) et c) donnent des modes guidés bien confinés, généralement les ordres 0 et 1 du champ électrique transverse : TE_0 et TE_1 . Les modes sont harmoniques dans le guide et exponentiels décroissants à l'extérieur (ondes évanescentes),
- d) génère un mode de substrat. Il se propage, mais il perd constamment de l'énergie et tend donc à disparaître après une courte distance. Ce phénomène peut cependant être utilisé pour le couplage.
- e) Quand $\beta < k.n_1$ il n'y a pas de guidage. L'énergie est libre de se propager dans toute la structure.

Le nombre de modes qui peuvent être guidés m dépend de l'épaisseur e_g de la couche guidante, de n_1 , n_2 , n_3 et de ω , c'est-à-dire de la longueur d'onde. Cette longueur d'onde de fonctionnement étant rarement une variable, on cherche généralement les indices de réfraction devant être choisis pour les trois couches afin de guider un mode précis, ou encore, en connaissant ces indices, l'épaisseur e_g maximale pour être monomode.

Dans le cas où n_1 et n_3 sont égaux, la différence d'indice est donnée par la formule suivante :

$$\Delta n = (n_2 - n_1) > \frac{m_i^2 \lambda_0^2}{4e_g^2 (n_2 + n_1)} \quad \text{avec } i = 0, 1, 2, 3, \dots \quad 3.8$$

Quand $n_2 \gg n_1$,

$$\Delta n = (n_2 - n_1) > \frac{m_i^2 \lambda_0^2}{4e_g^2 n_2} \quad 3.9$$

Pour un guide symétrique, le mode de plus petit ordre ($m_i = 0$) ne présente pas de fréquence de coupure. Théoriquement, toutes les longueurs d'onde peuvent être guidées dans ce mode, même avec un très petit Δn . Cependant, pour de petit Δn et/ou des grands λ_0/e_g , le confinement lumineux est faible et une fraction importante du mode optique se propage dans la gaine, augmentant ainsi les pertes de propagation. Cette affirmation est confirmée par les simulations effectuées ci-après.

3.2 Confinement lumineux

Afin de comprendre l'évolution du confinement lumineux en fonction des propriétés du guide d'onde, plusieurs simulations de propagation d'onde, à 1550 nm, dans des guides en AlGaAs ($n = 3,5$) noyés dans de l'oxyde de silicium SiO_2 ($n = 1,5$) ont été réalisées avec Fimmwave¹. Ce logiciel simule les modes de propagation dans des guides d'onde 2D à l'aide de techniques semi-analytiques. Les résultats sont montrés à la figure 3.3.

¹ <http://www.photond.com/products/fimmwave.htm>

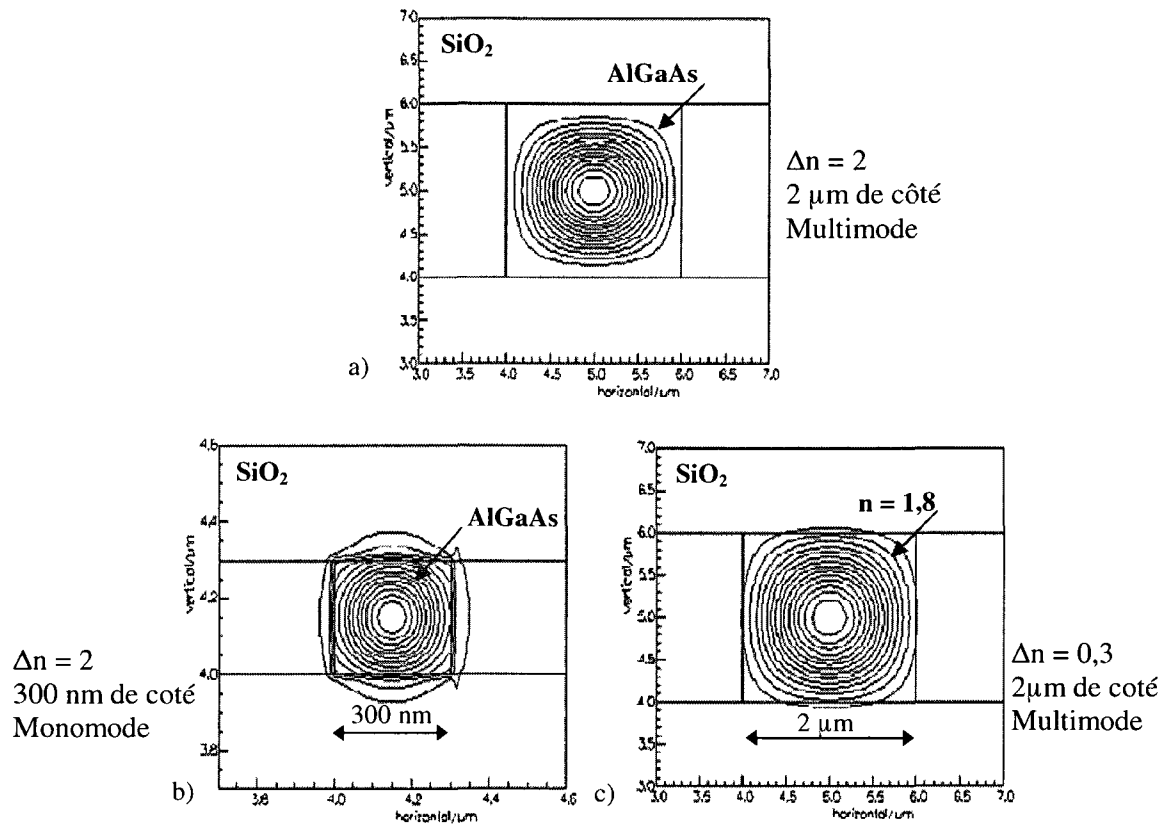


Figure 3.3 : Intensité du mode optique dans des guides d'onde noyés dans du SiO_2

La figure 3.3.a) montre les lignes de niveaux de l'intensité dans un guide de $2\ \mu\text{m}$ de côté avec un contraste d'indice voisin de 2. Le mode optique est bien confiné dans le cœur, aucune ligne de niveau ne se retrouve dans la gaine en SiO_2 . En revanche, pour une même injection lumineuse, dès que la dimension du cœur (figure 3.3.b) ou que le contraste d'indice de réfraction (figure 3.3.c) diminue, des lignes de niveaux de l'intensité s'échappent du cœur guidant. Ces fuites créeront des pertes de propagation, principalement par interaction avec les interfaces.

Dans les deux cas, le mode optique s'adapte : quand la dimension du guide est réduite, la densité d'énergie optique dans le cœur augmente, mais elle diminue avec une réduction du contraste d'indice. Cependant, lorsque le guide est trop étroit ($\sim 100\ \text{nm}$), la majorité de l'énergie optique est à l'extérieur du cœur guidant, le mode se dilate et la densité de puissance dans le cœur est réduite.

Dans le cadre de ce projet, nous cherchons à fabriquer un guide d'onde submicrométrique monomode à fort confinement, via un fort contraste d'indice, afin d'obtenir une forte densité de puissance dans le cœur. La propriété monomodale limite la latitude sur les dimensions, le côté mesurera quelques centaines de nanomètres.

3.3 Géométries de guides d'onde

Un guide d'onde est une structure guidante obtenue par contraste d'indice entre le cœur guidant et son environnement. Il existe différentes géométries classiques, comme les guides rubans, les guides créneaux et les guides enterrés.

3.3.1 Guides d'onde rubans

La figure 3.4 illustre un guide ruban : la couche guidante est définie par un ruban de diélectrique ou de métal qui modifie localement son indice de réfraction en créant un champ de contrainte dans le cristal. Cependant, la modification d'indice ne sera pas suffisante pour atteindre les forts contrastes d'indice, nécessaires au fort confinement, recherchés dans ce projet.

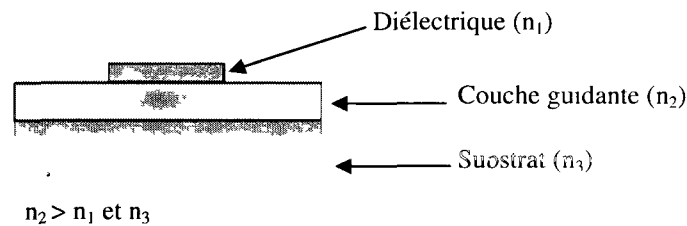


Figure 3.4 : Guide d'onde ruban

3.3.2 Guides d'onde créneaux

La couche guidante d'un guide créneau est en général la couche supérieure avec un confinement latéral obtenu par gravure, tel qu'illustré à la figure 3.5.a) et à la figure 3.5.b). Les pertes par interaction avec les surfaces ou par le substrat sont inévitables et parfois importantes. La première alternative consiste à enterrer la couche guidante, mais le

confinement latéral est insuffisant pour nos besoins (figure 3.5.c). La seconde alternative isole le guide du substrat avec une couche de faible indice (figure 3.5.d). Cette configuration est particulièrement avantageuse et beaucoup utilisée en filière silicium avec les substrats SOI (*Silicon on Insulator*). Malheureusement, de tels substrats à base de GaAs avec une couche de bas indice n'existent pas sur le marché.

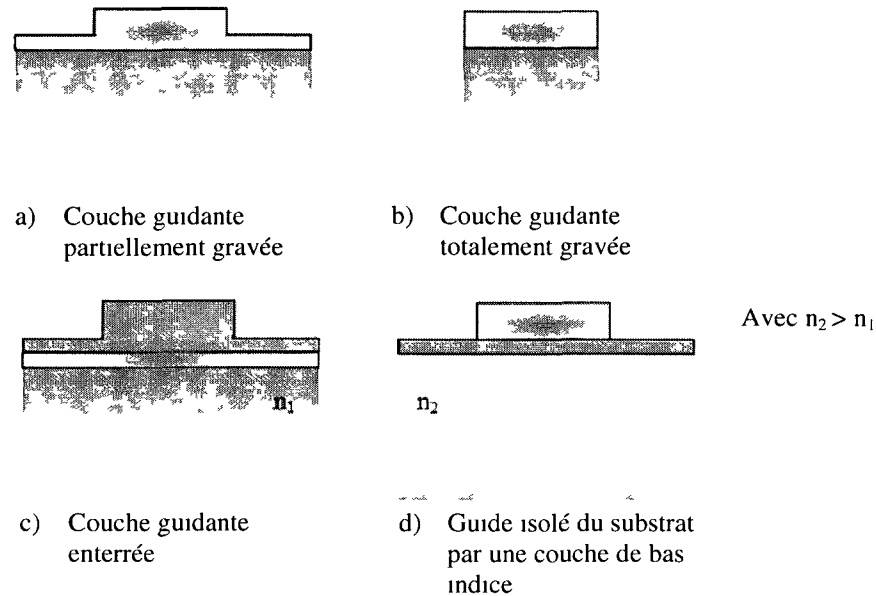


Figure 3.5 : Guides d'onde créniaux

La géométrie retenue dans ce projet est un guide crénneau totalement gravé, montré à la figure 3.5 b), pour lequel la couche de confinement inférieure doit être gravée profondément. Ceci réduit l'indice de réfraction effectif et permet d'augmenter le contraste d'indice, soit le confinement optique.

3.4 Pertes de propagation

Les pertes de propagation dans une structure guidante sont identifiées suivant leurs origines. Elles peuvent être dues à la nature et à la qualité des matériaux ou des surfaces, à la structure du guide ou encore aux technologies de fabrication employées. Ces pertes de propagation sont

à différencier des pertes d'injection, provenant des réflexions et des désadaptations de mode entre la fibre et le guide, au niveau des interfaces d'entrée et de sortie.

La figure 3.6 schématise un guide d'onde crénneau monomode avec les différents types de perte de propagation existants : le premier est intrinsèque au matériau, c'est l'absorption. Il faut distinguer l'absorption intrinsèque de l'absorption parasite causée par des défauts, des contaminants en volume ou en surface. Quant aux pertes par diffusion de la lumière sur les rugosités des flancs, elles dépendent de la qualité de la fabrication du guide. Enfin, les fuites du mode de propagation dans le substrat sont dépendantes du confinement de la lumière, soit de l'hétérostructure utilisée et de la géométrie du guide d'onde. Dans le cas de fonctions actives électro-optiques, il faudra également prendre en compte les pertes liées aux métallisations, car des électrodes métalliques (or, titane, ITO,...) absorbent très fortement la lumière à 1550 nm [Lauvernier, 2005].

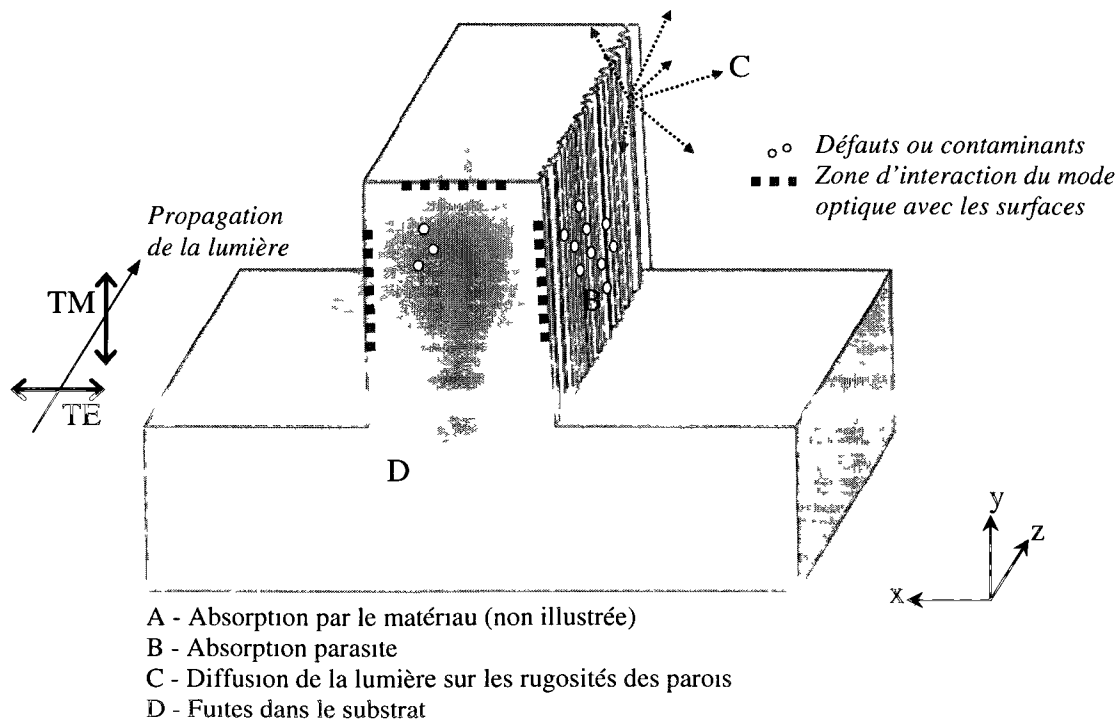


Figure 3.6 : Les différentes pertes de propagation au sein d'un guide d'onde

3.4.1 Pertes par absorption

Les pertes par absorption sont dues au matériau constituant la structure guidante et sont fonction d'un certain nombre de paramètres parmi lesquels la composition et le dopage de ce matériau. Dans un semi-conducteur, l'absorption intrinsèque, nommée interbande, est illustrée à la figure 3.7.a). Elle se produit lorsqu'un photon d'énergie $h\nu$ supérieure ou égale à la bande interdite E_g du matériau donne naissance à une paire électron-trou. L'excédent d'énergie est dissipé en chaleur dans le matériau. La désexcitation de la paire électron-trou donne lieu soit à de l'émission spontanée soit à de la recombinaison non radiative avec l'émission d'un phonon.

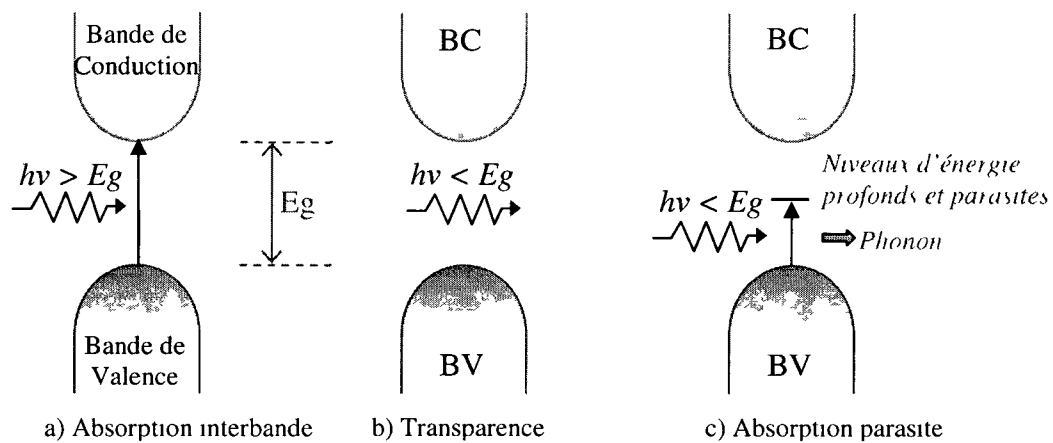


Figure 3.7 : Absorptions et transparence dans un semi-conducteur

Les guides d'onde fabriqués dans ce projet sont à base de GaAs et d'AlGaAs. Les valeurs des bandes interdites de ces semi-conducteurs en fonction de la composition en aluminium sont illustrées à la figure 3.8 [Sze, 2002]. La valeur de la bande interdite du GaAs à température ambiante est 1,42 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde de 870 nm selon l'équation suivante :

$$\lambda (\mu\text{m}) = \frac{c}{\nu} = \frac{h \times c}{h \times \nu} = \frac{1,24}{E_g (\text{eV})} \quad 3.10$$

Avec h la constante de Planck ($6,63 \cdot 10^{-34} \text{ m}^2 \cdot \text{kg/s}$), c la célérité de la lumière ($3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$) et $h\nu$ l'énergie du photon.

Le GaAs est donc transparent pour les longueurs d'onde supérieures à la longueur d'onde de coupure de 870 nm. Cette transparence est illustrée à la figure 3.7.b). Dans le cas de l'AlGaAs, plus la composition en aluminium est importante plus la valeur énergétique de la bande interdite augmente donc plus la longueur d'onde de coupure correspondante diminue. Cela signifie que tous les guides d'onde en GaAs/AlGaAs sont théoriquement transparents à partir de 870 nm. Comme la lumière guidée dans ces guides est infrarouge, autour de 1550 nm, l'absorption interbande est négligeable.

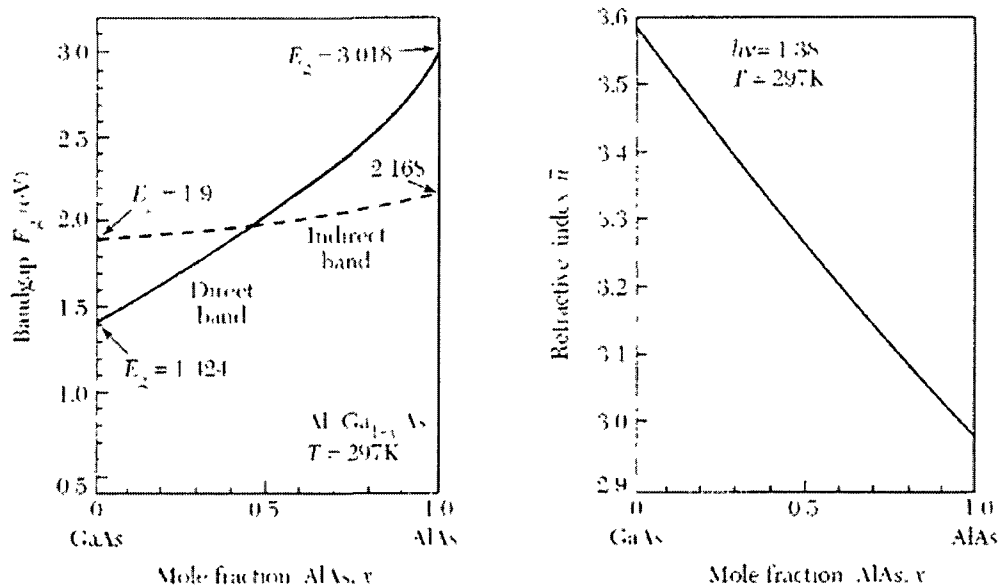


Figure 3.8 : Bande interdite et indice de réfraction de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de x [Sze, 2002]

En présence de défauts cristallins, d'impuretés, d'éléments dopants dans le semi-conducteur, de liaisons pendantes en surface ou de liaisons chimiques particulière en surface (avec de l'oxygène par exemple) des niveaux d'énergie autorisés sont créés dans la bande interdite. Lorsque ces niveaux sont proches des bandes de valence et de conduction, l'absorption est assimilée à une absorption interbande. En revanche, si les niveaux d'énergie se trouvent loin des bandes autorisées, par exemple au milieu de la bande interdite, ils sont nommés niveaux profonds. Ces niveaux d'énergie parasites nuisent à la propagation lumineuse en entraînant de l'absorption parasite, illustrée à la figure 3.7.c). Dans ce cas, seule la recombinaison non radiative permet la désexcitation de la paire électron-trou. Au dessus de la longueur d'onde de

coupure de 870 nm, les pertes de propagation par absorption sont donc causées par les recombinaisons non radiatives.

Les hétérostructures GaAs/AlGaAs non intentionnellement dopées utilisées dans ce projet sont fabriquées par croissance épitaxiale. Par définition, cette technique fournit des matériaux de bonne qualité. La quantité d'impureté présente est suffisamment faible pour négliger l'absorption parasite qui leur est associée. Si cette particularité semble évidente dans le volume, elle l'est nettement moins en surface du semi-conducteur.

En effet, le nombre de défauts ou de contaminants en surface est fortement plus élevé qu'en volume. Prenons l'exemple d'un dispositif aux facettes clivées sur lesquelles se trouve un grand nombre de liaisons cristallographiques pendantes. Outre la formation rapide d'une structure de dimères, des liaisons pendantes restent en surface et sont capables d'adsorber des impuretés. Ces facettes présentent alors une concentration élevée de défauts de surface créant des états d'énergie parasites dans la bande interdite, appelés états de surface. Ces derniers sont propices à l'absorption parasite et engendrent des pertes de propagation par recombinaison non radiatives.

3.4.2 Pertes par le substrat

Les pertes par le substrat correspondent aux fuites d'une partie de la lumière vers le substrat au cours de la propagation. C'est équivalent à un transfert énergétique vers des modes non guidés, dits modes de substrat comme illustré à la figure 3.2.d). L'énergie contenue dans le champ électromagnétique est alors dissipée dans le volume du substrat. Cette fuite peut être limitée si le cœur guidant est isolé du substrat par l'intermédiaire d'une couche de matériau de faible indice ayant une épaisseur suffisante pour éviter que le mode lumineux puisse atteindre le substrat.

Dans le cas de structures nanophotoniques sur SOI, le contraste d'indice s'élève à 1,9 ($n_{Si} = 3.4$, $n_{SiO_2} = 1.5$) et une épaisseur de l'ordre de 3 μm de silice est nécessaire pour éviter toutes fuites [Bogaerts, 2004]. Dans une hétérostructure GaAs/AlGaAs, le contraste d'indice maximal s'élève à 0,6 (figure 3.8). On peut en déduire qu'une couche de confinement de 3 ou 4 μm risque d'être insuffisante pour éliminer toutes fuites par le substrat.

Le confinement peut être amélioré en gravant profondément afin d'obtenir des guides d'onde à fort rapport d'aspect. L'intérêt est de réduire l'indice effectif de la couche de confinement afin de minimiser l'interaction du mode guidé avec le substrat. Ces fuites par le substrat ont été modélisées en fonction de la profondeur pour des guides en AlGaAs (pourcentage d'aluminium 70/20/70) de différentes largeurs [Iyer, 2008]. Le résultat est montré à la figure 3.9. Plus la largeur des guides diminue, plus le mode optique est écrasé et envoyé dans le substrat, ce qui augmente les fuites par celui-ci. En revanche, lorsque le guide est gravé suffisamment profondément, ces pertes peuvent être minimisées. Cette constatation justifie le fait que les guides submicrométriques de ce projet doivent être à fort rapport d'aspect.

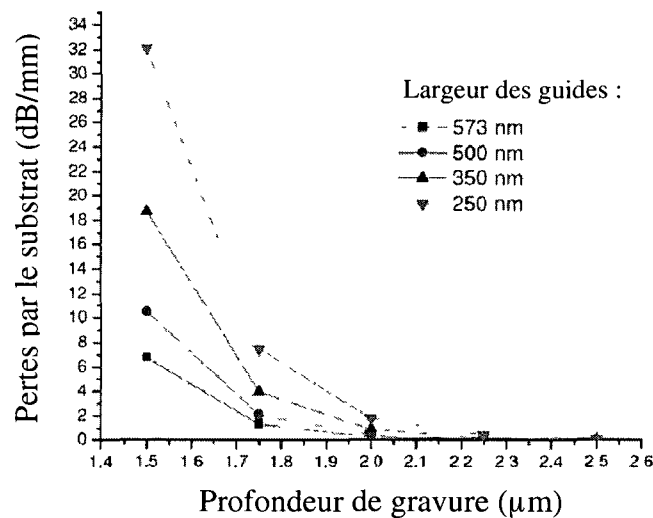


Figure 3.9 : Pertes par le substrat en fonction de la profondeur de gravure [Iyer, 2008]

Ultimement, ces pertes par le substrat pourront être évitées en séparant le guide submicrométrique de son substrat originel en GaAs. Il sera transféré sur une couche de faible indice suffisamment épaisse, par exemple du SiO₂ thermique pour lequel le contraste d'indice sera de 2. Ce transfert de III-V sur des substrats de silicium fait partie des recommandations de [EU.Roadmap, 2008] pour réduire les pertes et rendre les structures à fort contraste d'indice compatibles avec les procédés CMOS et les circuits photoniques intégrés.

3.4.3 Pertes par diffusion surfacique

Si les interfaces horizontales d'un guide d'onde semi-conducteur sont, en principe, atomiquement plates et uniformes (car obtenues par épitaxie ou par gravure chimique sélective), il n'en est pas de même pour les interfaces verticales. Ces dernières sont réalisées par gravure, ce qui engendre inévitablement une rugosité aux interfaces GaAs/AlGaAs - air. La propagation du mode optique est perturbée par ces rugosités latérales qui deviennent des centres de diffusion. À chaque réflexion lumineuse sur les interfaces, une partie de la lumière est perdue par diffusion. L'énergie perdue se disperse alors librement dans l'air, c'est pourquoi on parle également de pertes radiatives ou par rayonnement.

Plusieurs groupes de recherche ont étudié l'influence du contraste d'indice sur ces pertes par diffusion surfacique. La conclusion est unanime : plus le contraste d'indice est élevé, plus les pertes sont importantes. Différentes relations entre ces deux paramètres sont avancées : les pertes sont proportionnelles à $(n_{\text{coeur}} - n_{\text{gaine}})^3$ [Lee et al., 2000b, Lee et al., 2001] ou encore à $n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2$ [Deri and Kapon, 1991, Tien, 1971]. L'un de ces modèles approxime les pertes par diffusion α par un modèle analytique [Deri and Kapon, 1991, Tien, 1971] :

$$\alpha \approx \frac{\sigma^2 k_0^2 h}{\beta} \cdot \frac{E_s^2}{\int E^2 dx} \cdot (n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2) \quad 3.11$$

Où σ est la rugosité de surface, k_0 le nombre d'onde dans le vide, β est la constante de propagation du mode et h la constante de propagation transverse dans le guide. Enfin, $E_s^2 / \int E^2 dx$ correspond à l'intensité normalisée du champ électrique à l'interface cœur/gaine.

Les pertes de propagation par diffusion sont donc proportionnelles :

- au carré de la rugosité,
- à la différence d'indice,
- à l'intensité du champ situé à l'interface, c'est-à-dire inversement proportionnelles à la largeur du guide, comme expliqué au paragraphe 3.2.

Les guides d'onde submicrométriques réalisés dans ce projet sont donc clairement sujets à ces pertes avec leur fort contraste d'indice, leurs dimensions réduites (condition d'une propagation monomodale) et la présence d'une partie de l'énergie modale sur les flancs (la zone d'interaction est illustrée à la figure 3.6). Cette affirmation est confirmée dans plusieurs études sur GaAs [Lauvernier, 2005, Katouf et al., 2008]. Lee et al. ont même quantifié le phénomène sur des guides de $0,5\ \mu\text{m}$ en SOI en mesurant des pertes de propagation de 32 dB/cm pour une rugosité latérale de 10 nm contre 0,8 dB/cm lorsque cette rugosité est réduite à 2 nm [Lee et al., 2001].

Afin de minimiser les pertes par diffusion surfacique, les guides d'onde submicrométriques doivent avoir des flancs les plus lisses possible. Pour ce faire, le procédé de fabrication doit être optimisé de l'étape de la lithographie à celle de la gravure. Le chapitre 4 présente globalement ce procédé de fabrication, le chapitre 5 détaille l'étape cruciale de gravure plasma et le chapitre 6 présente les structures submicrométriques à fort rapport d'aspect obtenues.

3.4.4 Influence de la surface par rapport aux dimensions

Les guides submicrométriques fabriqués dans ce projet sont en GaAs/AlGaAs ($n=3.5$) entourés d'air ($n=1$) avec de forts rapports d'aspect pour limiter les fuites par le substrat. La lumière est guidée et le confinement est favorisé par le fort contraste d'indice de réfraction. En revanche, leur largeur est de l'ordre de quelques centaines de nanomètres et ce paramètre joue en défaveur du confinement optique. Concrètement, cela signifie que de l'énergie du mode optique au niveau de la surface (voir les zones pointillées à la figure 3.6) va être élevée et leur interaction est précisément à l'origine des pertes par diffusion surfacique et par absorption aux états de surface.

L'influence de la surface est donc plus importante pour les structures submicrométriques que pour les micrométriques. Ce paramètre « surface/volume » est illustré à la figure 3.10 pour différentes structures : une diode laser [Photonics, 2002], un guide submicrométrique et des cristaux photoniques [Bogaerts, 2004] aux dimensions standards, mais arbitraires. On constate que l'influence de la surface sur un guide submicrométrique est 7,5 fois supérieure à celle d'une diode laser. Pour les cristaux photoniques, ce rapport augmente encore d'un facteur 2,5.

La fabrication de structures submicrométriques est donc plus critique que pour des dispositifs de dimensions supérieures.

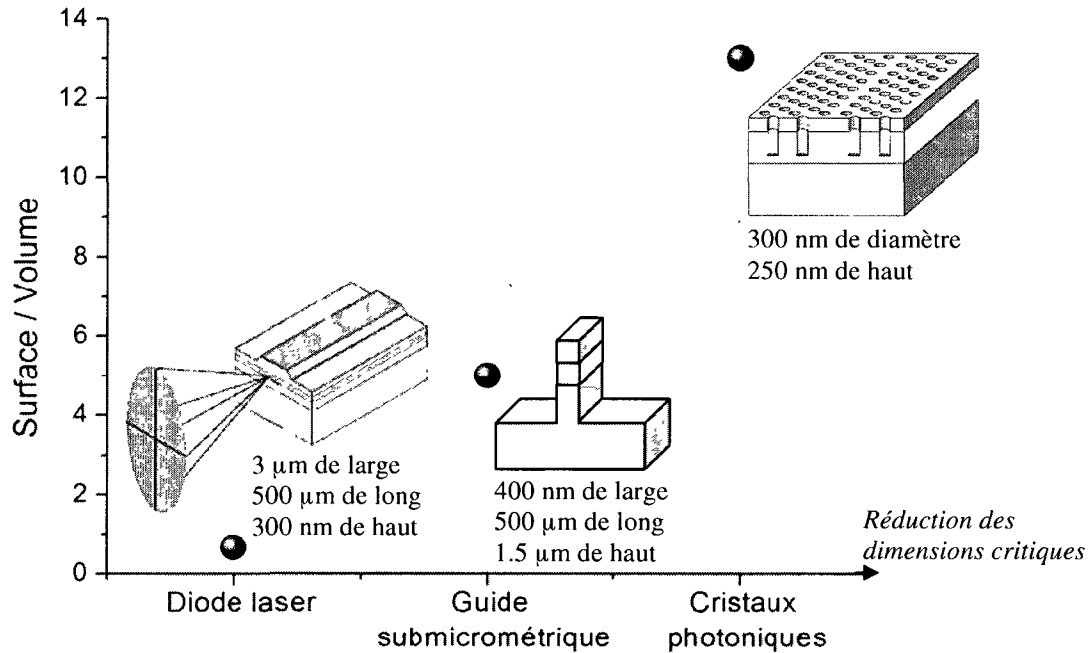


Figure 3.10 : Rapports Surface/Volume pour différentes structures photoniques

3.4.5 Influence de la polarisation

Les modes qui se propagent dans les guides d'onde se composent du champ électrique E et du champ magnétique H . Tous deux ont trois composantes selon les axes du repère illustré à la figure 3.6. La convention la plus commune définit le mode transverse électrique (TE) par $E_x \gg (E_y \text{ et } H_x)$ et le mode transverse magnétique (TM) par $E_y \gg (E_x \text{ et } H_y)$. Les notations utilisées dans ce document sont donc :

- mode TE pour une polarisation horizontale (axe x),
- mode TM pour une polarisation verticale (axe y).

Il existe d'autres « conventions » (par exemple la notation TE en fonction de l'indice effectif le plus élevé) et les notations de modes ne sont pas toujours définies dans les publications scientifiques.

Les pertes de propagation sont également influencées par l'état de polarisation de la lumière. Ce phénomène s'explique simplement par les distributions d'intensité lumineuse différentes en fonction du confinement selon les axes du guide. En fonction des polarisations, les zones d'interaction du mode avec les volumes absorbants ou les surfaces diffusantes sont donc différentes [Deri and Kapon, 1991]. C'est pourquoi dans le cas de guides noyés, certains auteurs optent pour des cœurs à section carrée afin de s'affranchir des différences de comportement en fonction de la polarisation [Lauvernier et al., 2006].

Cependant, un modèle sur les centres dispersifs, basé sur les dipôles radiatifs, qui simule les pertes par diffusion montre que la lumière est beaucoup plus diffusée lorsque le champ électrique est parallèle aux rugosités que lorsqu'il est perpendiculaire [Bogaerts, 2004]. Dans une géométrie symétrique, les pertes de propagations seraient donc plus élevées pour le mode TM que pour le mode TE dû aux pertes par diffusion.

3.5 Revue de littérature des pertes de propagation

Cette section présente une revue de littérature des pertes de propagation dans des structures à base de GaAs, mais aussi dans des structures sur SOI. L'avancement technologique de la filière silicium sur les autres semi-conducteurs, son coût et son oxyde natif de qualité justifient la quantité de structures nanophotoniques existantes dans ce matériau.

Lors des mesures de pertes dans une structure guidante, les contributions individuelles des pertes de propagation (par diffusion, par fuite vers le substrat et autres) sont indiscernables. La valeur obtenue est globale et témoigne des performances du dispositif. Cependant, cette mesure est dépendante de plusieurs paramètres, tels que la section du cœur, la longueur d'onde, la polarisation de la lumière, le contraste d'indice de réfraction et la méthode de caractérisation utilisée. Il est donc important de remettre dans leur contexte les résultats présentés dans les tableaux récapitulatifs.

3.5.1 Unités usuelles

Lorsqu'une onde lumineuse se propage dans un guide d'onde, son intensité décroît exponentiellement au cours de la propagation, selon la loi de Beer-Lambert :

$$I_z = I_0 e^{-\alpha z} \quad 3.12$$

Avec I_z , l'intensité de la lumière à la sortie du guide d'onde

I_0 , l'intensité de la lumière incidente

α , le coefficient d'atténuation linéaire du guide d'onde [m^{-1}]

z , la longueur du guide d'onde [m]

Afin de faciliter la perception de ces pertes de propagation, elles sont souvent exprimées en décibel dB ou encore en $dB.m^{-1}$. Les conversions entre m^{-1} et dB s'effectuent selon les équations suivantes :

$$\alpha_{[m^{-1}]} = \frac{1}{z} \ln \left(\frac{I_0}{I_z} \right) \quad 3.13$$

$$Pertes_{[dB]} = 10 \log \left(\frac{I_0}{I_z} \right) = 4,34 \alpha z \quad 3.14$$

$$Pertes_{[dB.m^{-1}]} = 10 \log \left(\frac{I_0}{I_z} \right) = 4,34 \alpha \quad 3.15$$

Avec $\log_a(x) = \ln(x)/\ln(a) \quad 3.16$

Le décibel est une mesure relative sans unité, facile à manipuler et largement répandue dans le domaine. Pour les mesures absolues, le dBm remplace le dB en prenant une référence de 1 mW.

$$Signal_{[dBm]} = 10 \log \left(\frac{Signal}{1mW} \right) \quad 3.17$$

La figure 3.11 montre le pourcentage de signal transmis à travers un guide d'onde en fonction des pertes de propagation exprimées en décibel : pour 3 dB, seulement 50 % du signal est transmis, 25 % pour 6 dB, etc. Évidemment, si les pertes s'élèvent à 6 dB/cm, après 1 cm de propagation dans le guide, 75 % du signal est perdu et le quart restant est transmis.

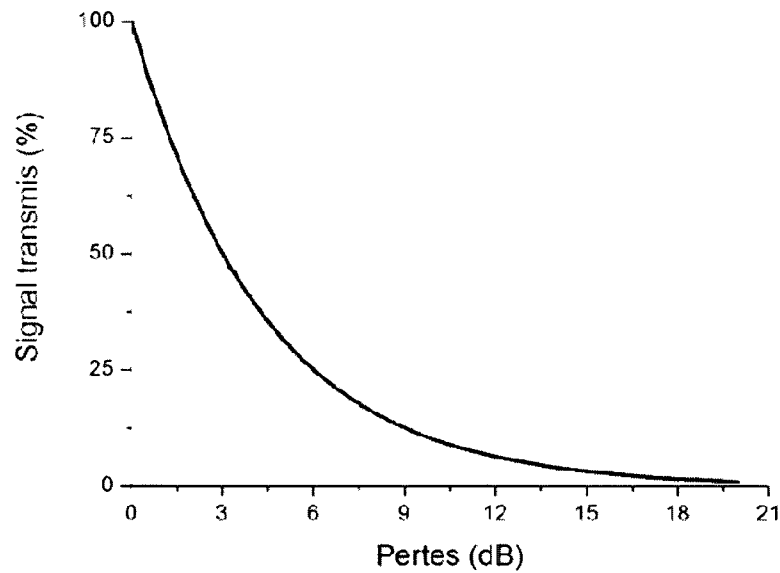


Figure 3.11 : Pourcentage de signal transmis en fonction des pertes en décibel

3.5.2 Guides micrométriques

Afin d'avoir un référentiel, il est pertinent de connaître les ordres de grandeur des pertes de propagation dans des structures micrométriques. Bien qu'en silice et non en semi-conducteur, la fibre optique est le guide d'onde le plus usuel. Pour un diamètre de cœur de 3 à 4 micromètres, un contraste d'indice de 0,001, les pertes de propagation valent 0,2 dB/km. Cela signifie qu'après 100 km de propagation, il reste encore 1 % de la puissance.

Dans le cas des semi-conducteurs, les pertes ne sont plus exprimées en dB/km mais plutôt en dB/cm. Dans des guides de quelques microns de large sur SOI [Rickman and Reed, 1994, Lardenois et al., 2003] ou à base de GaAs [Heaton et al., 1999, Shul et al., 1995, Deri and Kapon, 1991, Ferguson et al., 2006, Shin et al., 2009], les pertes de propagation varient entre 0,1 et 1 dB/cm. Dans le cas le plus défavorable parmi les publications des meilleurs résultats, après 10 cm de propagation, il ne reste que 10 % de la puissance.

3.5.3 Guides submicrométriques à fort rapport d'aspect

Afin de minimiser les pertes de propagation dans les guides créneaux submicrométriques, ces structures doivent présenter de forts rapports d'aspect. En effet, en plus de la largeur du guide, la hauteur va également influencer la valeur des pertes de propagation. Le tableau 3.1 présente différentes structures à fort rapport d'aspect et leurs pertes de propagation.

Tableau 3.1 : Pertes de propagation - Guides submicrométriques à fort rapport d'aspect

Semi-conducteur	AlGaAs/air	GaAs/AlGaAs/air		InP/InGaAsP/air	SOI/air
Cœur <i>Hauteur*largeur</i> <i>nm</i>	500*550	500*400	500*500	200*500	1000*500
Hauteur <i>nm</i>	2300	2000		3200	1220
Longueur d'onde <i>nm</i>	1550	1550		1550	1550
Rugosité <i>Nm</i>	?	10 nm (MEB) 5 nm (modélisée)		?	?
Pertes <i>dB/cm</i>	82 TM > 82 TE	75 TM	35 TM	42 TM * > 42 TE	340
Référence	[Siviloglou et al., 2006]	[Van et al., 2001]		[Dupont et al., 2004]	[Bogaerts, 2004]

* Polarisation non définie

Les pertes de propagation sont considérablement plus élevées dans ces structures submicrométriques à fort rapport d'aspect que dans les guides micrométriques. En supposant ces pertes à 60 dB/cm, après seulement 3 mm de propagation, il reste moins de 2 % de la puissance.

3.5.4 Guides submicrométriques à fort confinement 2D

Lorsque les pertes par le substrat sont éliminées grâce à un fort confinement optique dans les deux directions autres que celle de la propagation, les pertes diminuent. Le tableau 3.2 donne les performances de guides SOI et le tableau 3.3 de guides à base de semi-conducteurs III-V transférés.

Tableau 3.2 : Pertes de propagation, guides submicrométriques SOI créneau

Semi-conducteur	SOI créneau						
Cœur <i>Hauteur*largeur</i> <i>nm</i>	320*300	320*400	50*500		400*500	400*380	220*450
Longueur d'onde <i>nm</i>	1550		1540		1300		1550
Rugosité <i>nm</i>	~ 20		10	2	?		< 5 nm
Pertes <i>dB/cm</i>	~ 180 TE*	~ 110 TE*	32	0,8	15	30	3,5 ± 2 TE*
Référence	[Sakai et al., 2001]		[Lee et al., 2001]		[Orobitchouk et al., 2002]		[McNab et al., 2003]
Semi-conducteur	SOI créneau						
Cœur <i>Hauteur*largeur</i> <i>nm</i>	220*400	220*500	300*300		200*400	300*300	220*445
Longueur d'onde <i>nm</i>	1550		1550		1550		1500
Rugosité <i>nm</i>	?		20	5	< 2nm TEM		?
Pertes <i>dB/cm</i>	33,8±1,7 TE	2,4±1.6 TE	60	13	2,8 TE*	7,8 TE*	3,6 ± 0,1 TE
Référence	[Dumon et al., 2004]		[Tsuchizawa et al., 2002]		[Tsuchizawa et al., 2005]		[Vlasov and McNab, 2004]

* Polarisation non définie

Tableau 3.3 : Pertes de propagation, guides submicrométriques III-V à fort confinement 2D

Semi-conducteur	GaAs enterré dans du BCB	GaAs sur du SiO ₂	InGaAsP enterré dans du BCB
Cœur <i>Hauteur*largeur</i> <i>nm</i>	300*300	400*400	450*800
Longueur d'onde <i>nm</i>	1550	1550	1550
Rugosité <i>nm</i>	20 à 50**	20 à 50**	?
Pertes <i>dB/cm</i>	52 ± 5 TE 47 ± 5 TM	45	8,7 TE*, TM*
Référence	[Lauvernier et al., 2006]	[Katouf et al., 2008]	[Ma et al., 1999]

* Polarisation non définie

** Estimée sur une illustration de la référence

La majorité des auteurs cités ici attribuent directement ces pertes de propagation aux pertes par diffusion sur les parois rugueuses. Cette affirmation est prouvée dans deux études dans lesquelles les pertes diminuent considérablement avec la diminution des rugosités pour un même cœur guidant [Lee et al., 2001, Tsuchizawa et al., 2002].

La figure 3.12.a) montre un guide en GaAs enterré dans du BCB [Lauvernier et al., 2006] et la figure 3.12.b) un guide en GaAs transféré sur du SiO₂ [Katouf et al., 2008]. Dans les deux cas, les pertes de propagation avoisinent les 50 dB/cm.

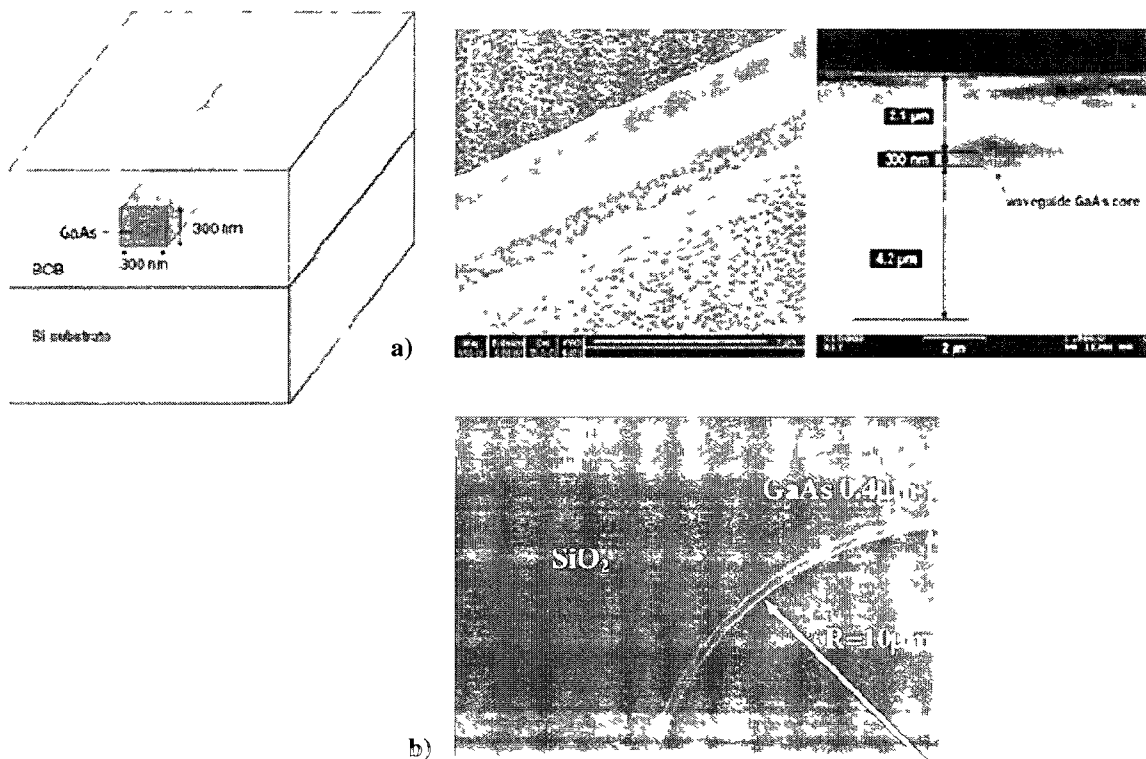


Figure 3.12 : Guides d'onde en GaAs à fort confinement 2D
[Lauvernier et al., 2006, Katouf et al., 2008]

Cette revue de littérature montre que l'évolution des structures optiques guidantes à des tailles submicrométriques doit tenir compte des fortes pertes de propagation dont la principale origine est l'interaction, peu commune à l'échelle micrométrique, du mode guidé avec les surfaces.

La qualité des surfaces latérales étant critique, il est essentiel d'optimiser chaque étape du procédé de fabrication présenté dans le chapitre 4 suivant, et plus particulièrement l'étape cruciale de gravure plasma détaillée au chapitre 5 et au chapitre 6.

CHAPITRE 4

PROCÉDÉ DE FABRICATION DES GUIDES D'ONDE

La qualité des flancs des guides d'onde étant primordiale pour minimiser les pertes de propagation, le procédé de fabrication de ces structures doit être optimisé. Ce chapitre présente donc les étapes de fabrication successives nécessaires à la fabrication de guides d'onde micrométriques puis submicrométriques en GaAs/AlGaAs. Ces différents procédés, développés dans le cadre de ce projet de doctorat, ont permis de fabriquer des structures guidantes micrométriques et submicrométriques utilisées avec succès en optique non linéaire.

4.1 Hétérostructure épitaxiale utilisée

En fonction des besoins de nos collaborateurs en optique non-linéaire, différentes hétérostructures épitaxiales GaAs/AlGaAs ont été utilisées. Tel qu'illustré à la figure 4.1, la lumière se propage dans le cœur guidant en $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$. Les deux couches directement environnantes en $\text{Al}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ sont des couches de confinement dont l'indice de réfraction est inférieur à celui du cœur. Enfin, les 100 nm de GaAs sur le dessus de la structure servent de couche de protection afin d'éviter l'oxydation de l'aluminium à l'air ambiant.

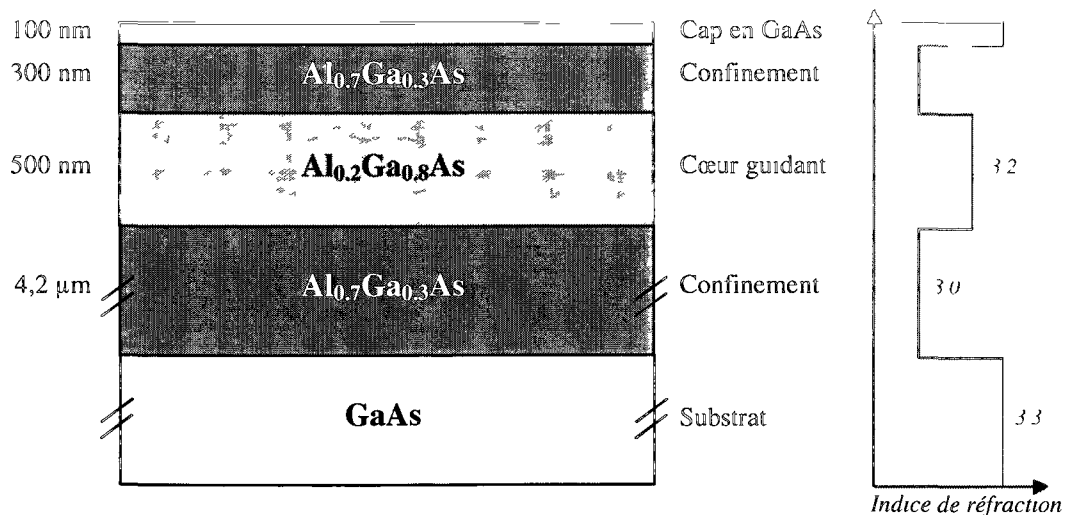


Figure 4.1 : Hétérostructure GaAs/AlGaAs épitaxiée pour les guides submicrométriques

4.2 Dépôt PECVD du masque de gravure

Afin de définir les motifs des guides d'onde dans l'hétérostructure utilisée, il est nécessaire d'avoir un masque de gravure qui protège localement la surface. La réalisation de ce masque de gravure est critique, car sa rugosité latérale est directement corrélée à celle des flancs des guides d'onde. Un masque de gravure en photorésine permet généralement de minimiser les rugosités latérales, cependant lors des premiers essais, la température en surface s'est élevée au-delà de la température de transition vitreuse ($\sim 120^\circ\text{C}$) de la photorésine. Le masque s'est déformé et ne respectait plus les dimensions originales. Ceci justifie l'utilisation d'un masque dur en SiO_2 , insensible à la température.

Ainsi, après un nettoyage standard de la surface, une couche de SiO_2 de 200 nm d'épaisseur est donc déposée par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) dans le réacteur « MESC Multiplex CVD » de la compagnie *Surface Technology Systems* (STS) au CRN². Le dépôt peut aussi bien être réalisé sur des substrats de 8'' que sur de petits échantillons. La recette utilisée, nommée « HFSiO », est détaillée dans le tableau 4.1.

Tableau 4.1 : Recette de dépôt SiO_2 PECVD

Chimie		Source			
N ₂ O	1420 sccm	<i>P_{ICP}</i>	30 W	Pression	900 mTorr
N ₂	392 sccm	Fréquence	13,56 MHz	Température	300 °C
SiH ₄	10 sccm				
Vitesse de dépôt : 54 nm /min					
Indice de réfraction : 1,474 à 633 nm					
Fluctuations en épaisseur sur substrat de 4'' : 0,4 %					

Cette couche de SiO_2 ne peut évidemment pas être utilisée directement comme masque de gravure. Il est également nécessaire d'y définir les motifs des guides d'onde, c'est-à-dire de la graver où il n'y aura pas de guides. Pour ce faire, une lithographie est requise pour protéger localement la surface. C'est précisément cette lithographie qui différencie les procédés de fabrication des guides micrométriques des guides submicrométriques. La photolithographie en mode contact est rapide, mais la résolution ne descend que difficilement au dessous de 1 μm . Elle convient donc uniquement aux guides micrométriques. L'électrolithographie, elle, permet d'atteindre les résolutions souhaitées pour les guides submicrométriques.

4.3 Structuration des guides micrométriques

Le procédé de fabrication des guides micrométriques se décompose en trois étapes : photolithographie, gravure du masque en SiO_2 et gravure de l'hétérostructure en GaAs/AlGaAs. Ce procédé est schématisé à la figure 4.2.

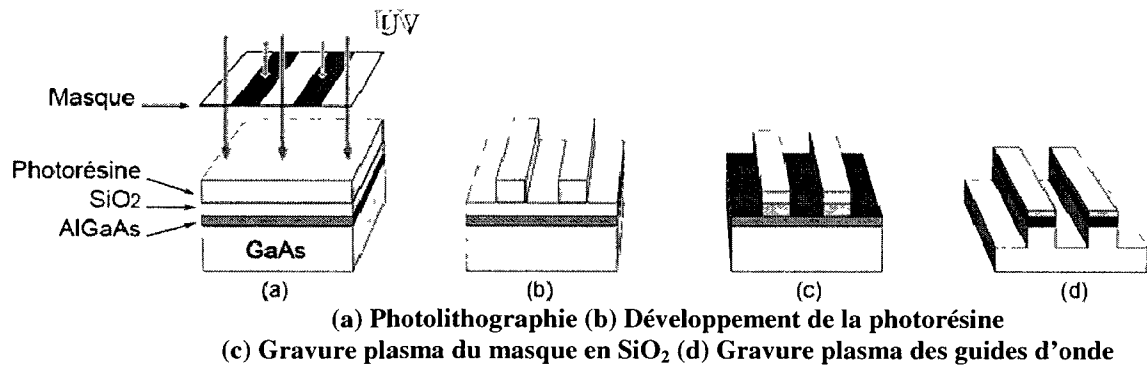


Figure 4.2 : Procédé de fabrication des guides micrométriques

4.3.1 Photolithographie

La première étape du procédé est la photolithographie avec une photorésine sensible aux ultraviolets (UV). La figure 4.2.a) illustre l'exposition aux UV et la figure 4.2.b) le résultat postdéveloppement. Les détails de la photolithographie se trouvent dans le tableau 4.2.

Tableau 4.2 : Photolithographie des guides micrométriques

Étape	Détails	
Étuvage	30 min 125°C	Four
Étalements	HMDS, Promoteur d'adhérence	30 s 5000 rpm dynamique
	S1813, Potorésine Shipley positive	30 s 5000 rpm 1,3 μm épaisseur
		Étaleuse Laurell
Recuit	115 °C	Plaque chauffante
Edge bead removal		Si possible
Exposition	6 s, contact fort	Aligneuse de masque optique
	À adapter à l'intensité de la lampe	OAI
Développement	MF-319	30 s
	Rinçage eau dé-ionisée	30 s
	Séchage par jet d'azote	En rotation
Plasma O_2	Descum des fonds de motif	1 min 50 W Pression 0,7 torr

4.3.2 Gravure plasma du masque en SiO_2

L'épaisseur de la photorésine est suffisante pour qu'elle soit utilisée directement comme masque de gravure pour structurer la couche de SiO_2 . Cette gravure est réalisée dans le réacteur Advanced Oxyde Etch - Inductively Coupled Plasma (AOE-ICP) au CRN². Ce réacteur STS est dédié aux chimies fluorées et aux diélectriques afin de minimiser les contaminations. Les gravures peuvent aussi bien être réalisées sur des substrats de 4'' que sur de petits échantillons. La recette utilisée est détaillée dans le tableau 4.3 et le résultat est schématisé à la figure 4.2.c).

Tableau 4.3 : Recette de gravure du SiO_2

Chimie	Source				
CF_4	20 sccm	P_{ICP}	600 W	Pression	2 mTorr
		P_{Bias}	300 W	Température	20 °C
		Vitesse de gravure : 250 nm /min			

4.3.3 Gravure plasma des guides d'onde micrométriques

Après un nettoyage standard pour enlever la photorésine résiduelle du masque de gravure, les guides d'onde sont gravés par plasma avec une chimie chlorée. Le résultat est schématisé à la figure 4.2.d). La figure 4.3.a) montre un échantillon fabriqué avant que la recette de gravure plasma ait été optimisée, les flancs de gravure ne sont pas verticaux. Après optimisation, les profils sont anisotropes, c'est-à-dire verticaux, comme illustré à la figure 4.3.b).

Cette étape cruciale à la réalisation de guide d'onde à faibles pertes est détaillée au chapitre 5, partie 5.3.

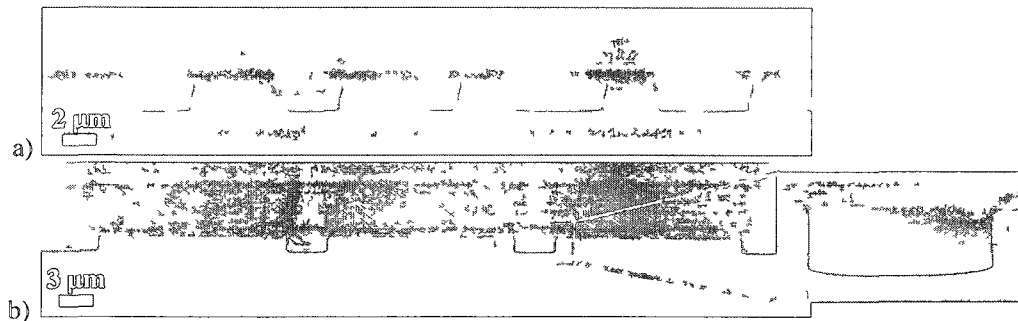


Figure 4.3 : Guides d'onde micrométriques

De telles structures guidantes, avec des guides d'onde micrométriques, ont été utilisées avec succès par nos collaborateurs. Ces résultats en optique non-linéaire ont donné lieu à des publications conjointes, répertoriées dans le tableau 4.4. Les résumés de ces articles sont disponibles à l'annexe F.

Tableau 4.4 : Publications issues d'effets non-linéaires dans des structures micrométriques

Auteurs	Année	Titre	Journal
Shavit, Y., Linzon, Y., Bar-Ad, S., Morandotti, R., Volatier-Ravat, M. , Aimez, V. and Arès, R.	2008	Power-dependent switching of nonlinear trapping by local photonic potentials	Optics Letters <i>Vol. 33, No. 10, p. 1056</i>
Suntsov, S., Makris, K. G., Christodoulides, D. N., Stegeman, G. I., Morandotti, R., Volatier, M. , Aimez, V., Arès, R., Yang, E. H. and Salamo, G.	2008	Optical spatial solitons at the interface between two dissimilar periodic media: Theory and experiment	Optics Express <i>Vol. 16, No. 14, p. 10480</i>
Linzon, Y., Malomed, B., Zaezjev, M., Morandotti, R., Volatier, M. , Aimez, V., Arès, R. and Bar-Ad, S.	2008	Nonlinear wave interactions in patterned Silica and AlGaAs waveguides	Central European Journal of Physics <i>Vol. 6, No. 3, p. 555</i>
Suntsov, S., Makris, K. G., Christodoulides, D. N., Stegeman, G. I., Morandotti, R., Volatier, M. , Aimez, V., Arès, R., Ruter, C. E. and Kip, D.	2007	Optical modes at the interface between two dissimilar discrete metamaterials	Optics Express <i>Vol. 15, No. 8, p. 4663</i>
Linzon, Y., Morandotti, R., Volatier, M., Aimez, V., Arès, R. and Bar-Ad, S.	2007	Nonlinear scattering and trapping by local photonic potentials	Physical Review Letters <i>Vol. 99, No. 13, p. 133901.</i>
Linzon, Y., Shavit, Y., Elazar, M., Morandotti, R., Volatier-Ravat, M. , Aimez, V., Ares, R. and Bar-Ad, S.	2007	Single beam mapping of nonlinear phase shift profiles in planar waveguides with an embedded mirror	Optics Express <i>Vol. 15, No. 19, p. 12068</i>
Suntsov, S., Makris, K. G., Siviloglou, G. A., Iwanow, R., Schiek, R., Christodoulides, D. N., Stegeman, G. I., Morandotti, R., Yang, H., Salamo, G., Volatier, M. , Aimez, V., Arès, R., Sorel, M., Min, Y., Sohler, W., Wang, X., Bezryadina, A. and Chen, Z.	2007	Observation of one- and two-dimensional discrete surface spatial solitons	Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials <i>Vol. 16, No. 4, p. 401</i>

4.4 Structuration des guides submicrométriques

La lithographie par faisceau d'électrons est une alternative à la photolithographie pour fabriquer des guides d'onde avec des résolutions inférieures au micromètre. Dans le cadre de ce projet, les largeurs cibles sont de quelques centaines de nanomètres avec quelques nanomètres de précision. En outre, les guides d'onde que l'on cherche à fabriquer doivent mesurer plusieurs millimètres de long. Nous avons donc utilisé le système de lithographie par faisceau d'électrons *Vistec VB6 UHR EWF* disponible au Laboratoire de Micro et Nanofabrication (LMN) à l'Institut national de la recherche scientifique, Énergie, Matériaux et Télécommunications (INRS-ÉMT) de Varennes. Cet appareil est capable de définir et de positionner des motifs avec une résolution de l'ordre du nanomètre sur des substrats de 200 mm de diamètre.

Les guides d'onde occupent un faible pourcentage de la surface globale de l'échantillon. Ils sont lithographiés avec une électrorésine négative dont les chaînes de polymère se réticulent lors de l'exposition par faisceau d'électron (afin de la rendre moins soluble dans le développeur). Une telle résine permet de minimiser la durée d'écriture.

Cependant, en fonction de la résolution souhaitée, l'épaisseur de cette électrorésine n'est pas suffisante pour une utilisation directe comme masque, pour graver les 200 nm de SiO_2 . Une couche de chrome de 15 nm a donc été utilisée en guise de masque dur intermédiaire. Le procédé de fabrication des guides submicrométriques est schématisé à la figure 4.4.

4.4.1 Évaporation de chrome

Le masque dur intermédiaire se compose de 15 nm de chrome évaporé à la surface du SiO_2 PECVD. Cette étape standard a été réalisée au LMN avec l'évaporateur AXXIS de K. J. Lesker. Cette couche est schématisée en rouge sur la figure 4.4.

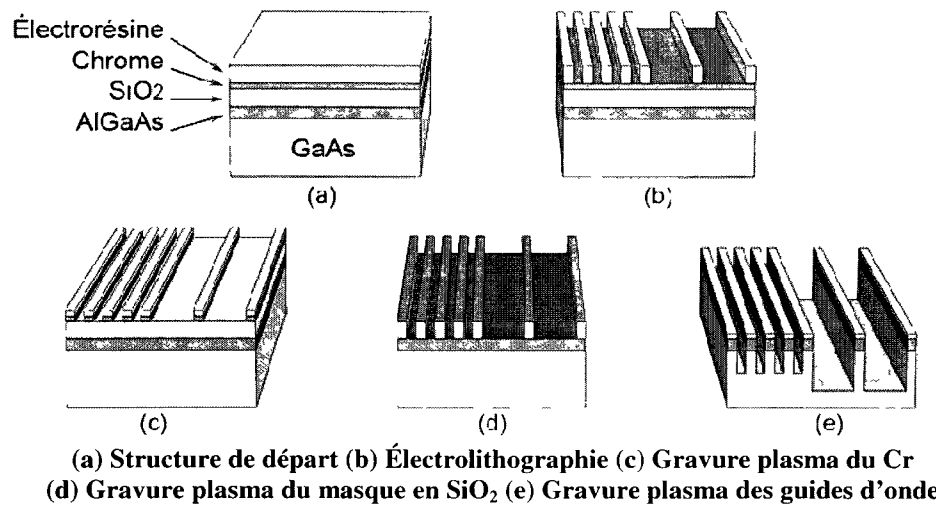


Figure 4.4 : Procédé de fabrication des guides submicrométriques

4.4.2 Électrolithographie

L'électrolithographie est réalisée avec l'électrorésine négative : ma-N 2403 de *micro resist technology GmbH*. Les détails de l'écriture, développée par le personnel technique du LMN, sont présentés dans le tableau 4.5 et le résultat postdéveloppement est illustré à la figure 4.4.b).

Tableau 4.5 : Paramètres de l'électrolithographie

Électrorésine		Source	
ma-N 2403	60 nm	Tension d'accélération	100 kV
	Négative	Courant du faisceau d'électron	10 nA
		Dose	350 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
Développement	MF319		

Suite à cette électrolithographie, les structurations du masque intermédiaire en chrome, puis du SiO₂, ont été réalisées au LMN afin de minimiser la possible détérioration de l'électrorésine induite par les délais.

4.4.3 Gravure plasma du masque intermédiaire en Cr

L'électrorésine sert de masque à la gravure du masque intermédiaire en chrome. Le résultat est illustré à la figure 4.4.c). Cette gravure a été réalisée dans un réacteur de gravure ICP « Plasmalab system 100 » d'Oxford Instruments au LMN avec une chimie chlorée, le produit de réaction volatil est du CrO_2Cl_2 . À l'instar du réacteur équivalent au CRN^2 (présenté au paragraphe 6.2.2), l'usage exclusif de chimies chlorées minimise les risques de contaminations.

4.4.4 Gravure plasma du masque en SiO_2

Le chrome structuré devient le masque pour la gravure plasma du SiO_2 PECVD. Cette gravure a été réalisée dans un réacteur ICP « Plasmalab system 100 » d'Oxford Instruments au LMN avec une chimie fluorée. Ce réacteur est dédié aux chimies fluorées et aux diélectriques afin de minimiser les contaminations, comme le réacteur équivalent au CRN^2 présenté préalablement au paragraphe 4.3.2. Le résultat est schématisé figure 4.4.d).

4.4.5 Gravure plasma des guides d'onde submicrométriques

L'étape critique de ce procédé de fabrication est la gravure plasma des guides d'onde submicrométriques avec une chimie chlorée et le masque en SiO_2 PECVD. Le résultat est schématisé figure 4.4.e) et des exemples d'échantillons réalisés avec ce procédé sont montrés figure 4.5. Cette étape cruciale est détaillée au chapitre 6.

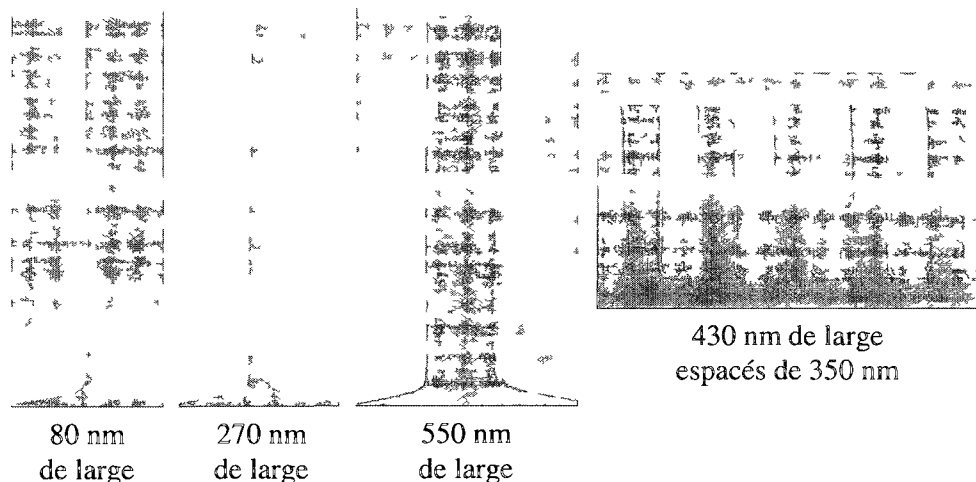


Figure 4.5 . Guides d'onde submicrométriques

Nos collaborateurs de l'INRS à Varennes ont pu générer la seconde harmonique en optique non-linéaire dans de tels guides d'onde submicrométriques en GaAs/AlGaAs. La précision des dimensions permet l'accord de phase, c'est-à-dire la conversion de longueur d'onde. Les premiers résultats ont été présentés au *Nonlinear Photonics topical meeting* de 2010, en *postdeadline session*. La référence de cette communication est détaillée dans le tableau 4.6, le résumé est disponible à l'annexe F.

Tableau 4.6 : Communication de GSH avec les guides submicrométriques

Auteurs	Année	Titre	Conférence
Duchesne, D., Rutkowska, K. A., Volatier, M. , Légaré, F., Delprat, S., Chaker, M., Modotto, D., Locatelli, A., De Angelis, C., Sorel, M., Christodoulides, D., Salamo, G., Arès, R., Aimez, V. and Morandotti, R.	2010	Continuous-wave Second Harmonic Generation in Submicron AlGaAs Waveguides	Nonlinear Photonics Topical Meeting - Postdeadline Session June 21-24 2010, Karlsruhe, Germany

Une variante de ce procédé de fabrication, à deux niveaux d'écriture par faisceau d'électrons, a également été testée. L'objectif était de fabriquer un réseau de guides d'onde en GaAs/AlGaAs de dimension micrométrique (avec des variations de largeur nanométriques) rehaussé de lignes de chrome nanométriques sur les sommets. Le résultat est montré à la figure 4.6. Le système de lithographie par faisceau d'électron de l'INRS nous a permis d'aligner les deux niveaux d'écriture avec une précision angulaire inférieure à $1,4 \times 10^{-3}$ degré.

Cet échantillon a été réalisé en collaboration avec nos collaborateurs physiciens et a donné lieu à une publication conjointe des résultats. La référence de cet article est présentée dans le Tableau 4.7 et le résumé est disponible à l'annexe F.

Tableau 4.7 : Publication issue d'effet non-linéaire dans des structures μm - et $\text{sub-}\mu\text{m}$

Auteurs	Année	Titre	Journal
Guo, A., Salamo, G. J., Duchesne, D., Morandotti, R., Volatier-Ravat, M. , Aimez, V., Siviloglou, G. A. and Christodoulides, D. N.	2009	Observation of PT-Symmetry Breaking in Complex Optical Potentials	Physical Review Letters Vol. 103, No. 9

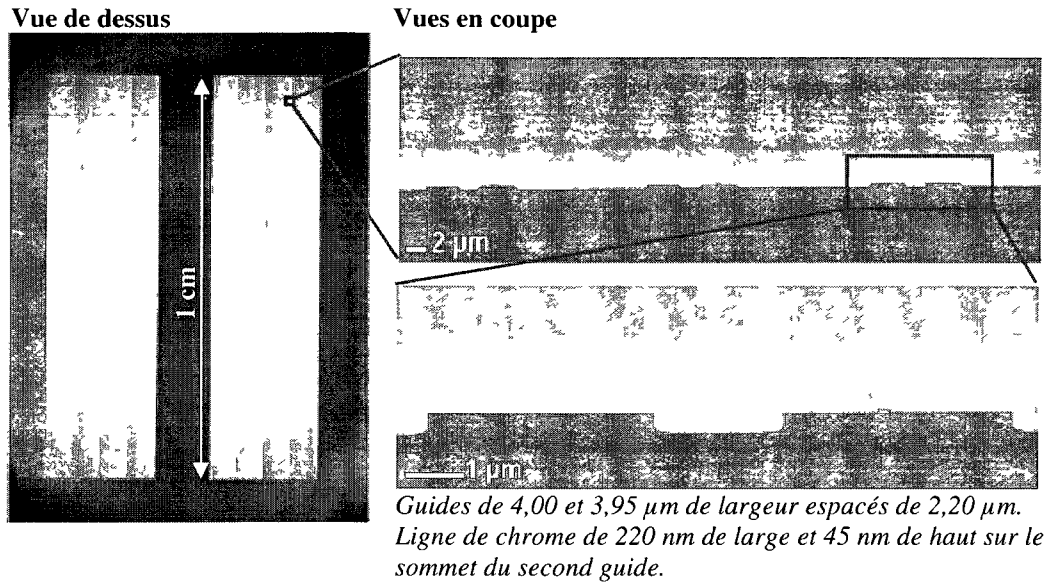


Figure 4.6 : Guides d'onde avec lignes de chrome nanométriques au sommet

4.4.6 Amélioration future de la structuration des guides submicrométriques

La rugosité des flancs de gravure étant l'un des paramètres les plus influents sur les pertes de propagation, l'utilisation de l'électrorésine négative est à remettre en cause. En effet, lors de l'exposition de cette électrorésine, les chaînes de polymère qui la composent se réticulent. Ces chaînes réticulées créent de la rugosité sur les bords des structures. Par ailleurs, la résolution optimale de l'électrorésine ma-N 24xx utilisée est de 50 nm. Cette valeur est élevée compte tenu d'une résolution de seulement 10 nm pour des électrorésines positives comme le PMMA ou la ZEP.

Le personnel responsable des développements de procédé avec le système de lithographie par faisceau d'électron du LMN a donc mesuré par microscopie électronique les rugosités des flancs en fonction des électrorésines utilisées : négative ou positive. Après optimisation des électrolithographies, le masque en SiO_2 réalisé avec l'électrorésine négative ma-N 24xx présente une rugosité latérale de 7 à 10 nm tandis qu'avec l'électrorésine positive ZEP520A, cette rugosité latérale descend à 4 à 5 nm.

Par définition, une électrorésine positive génère le « négatif » du motif à réaliser. Le procédé de fabrication devra donc être modifié. Le masque intermédiaire en chrome est toujours nécessaire, en revanche, il sera évaporé après l'étape d'électrolithographie afin de faire un soulèvement. Ce procédé est illustré à la figure 4.7. Cette approche a le potentiel de diminuer davantage la rugosité latérale de guides, il est donc recommandé de l'envisager pour de futurs travaux.

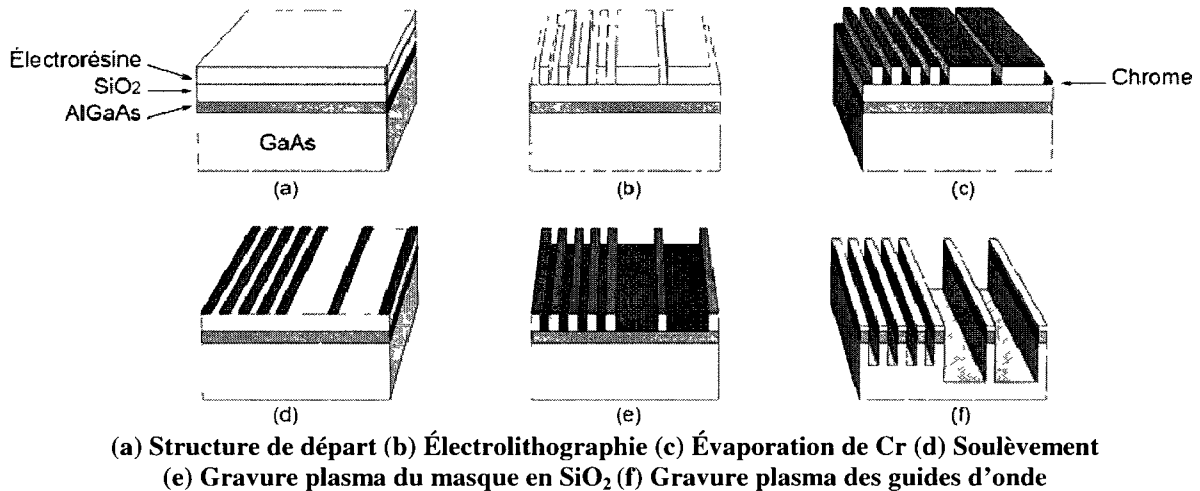


Figure 4.7 : Procédé de fabrication de guides submicrométriques moins rugueux

4.5 Clivage des facettes

La dernière étape avant l'utilisation des guides d'onde consiste à cliver les échantillons pour obtenir des facettes miroirs dans le but de coupler optimalement la lumière. Pour se faire, il est nécessaire d'amincir l'échantillon mécaniquement par la face arrière, afin de le fragiliser, puis de le cliver. Le tableau 4.8 présente les détails de cette étape.

Comme le clivage se propage selon les axes cristallins du matériau, les guides sont fabriqués dans un substrat d'orientation cristalline 100, parallèles à un plan cristallin. Une fois le clivage réalisé, les échantillons sont prêts à l'emploi.

Tableau 4.8 : Amincissement et clivage des facettes

Étape	Détails
Amincissement	Étalement épais de photorésine pour protéger la surface Recuit à 115°C pour évaporer le solvant Coller la face avant avec de la cire sur le support Amincir mécaniquement (billes de 9.5 μm) Épaisseur visée $\sim 150 \mu\text{m}$, l'échantillon est fragile Décoller l'échantillon
Nettoyage	1165 Remover. Bain-marie 65°C pendant quelques heures + Nettoyage standard (acétone, IPA, H ₂ O)
Clivage	Selon les plans cristallins

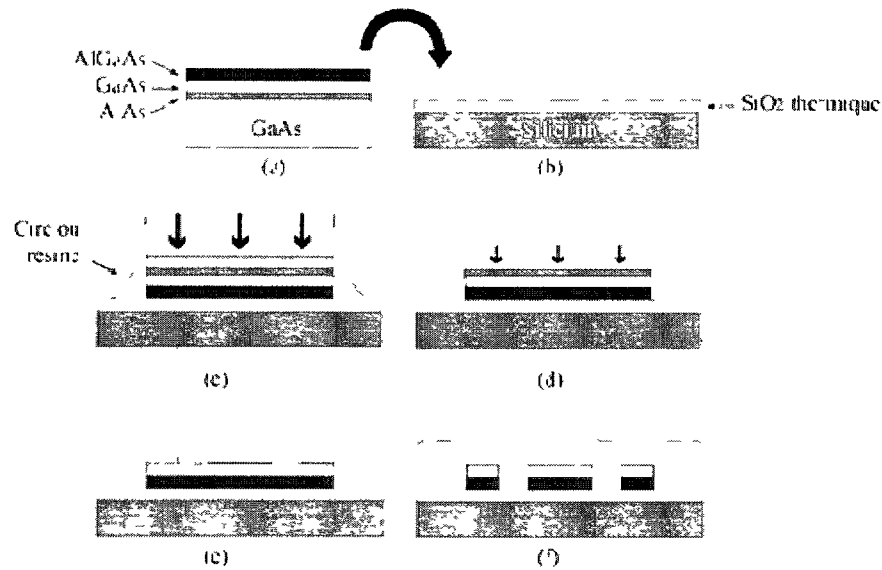
4.6 Perspective : Transfert du guide d'onde

Tel qu'expliqué au chapitre 3, une amélioration du confinement optique vertical permettrait de réduire les pertes de propagation en éliminant les fuites par le substrat. À cette fin, il est pertinent de séparer le guide d'onde en AlGaAs du substrat originel en GaAs. Les prémices de ce transfert ont été développées conjointement avec Guillaume Beaudin, étudiant au doctorat au CRN². La solution retenue est le transfert de l'hétérostructure par collage moléculaire, associé à un amincissement face arrière du substrat de GaAs par gravure humide rapide, puis une gravure du substrat restant par gravure humide lente et sélective sur la couche d'arrêt en AlAs. Ce procédé de fabrication est schématisé à la figure 4.8 [Beaudin et al., 2009].

L'hétérostructure épitaxiée requise a été conçue conjointement avec Guillaume Beaudin puis crue au Centre canadien de fabrication de dispositifs photoniques (CPFC) du CNRC (Conseil national de recherches Canada) par *Metal-Organic Chemical Vapour Deposition* (MOCVD). Cette hétérostructure est décrite dans le tableau 4.9.

Tableau 4.9 : Hétérostructure pour guides d'onde transférés

Couches	Épaisseur	
GaAs	20 nm	Couche de cap
AlGaAs	450 nm	30 % aluminium
GaAs	500 nm	
AlAs	30 nm	Couche d'arrêt
GaAs	50 nm	Buffer
Substrat GaAs	<i>Pas de dopage intentionnel dans cette croissance épitaxiale</i>	



(a) Structure de départ (b) Collage moléculaire (c) Amincissement par gravure humide rapide
(d) Amincissement par gravure humide lente et sélective sur AlAs
(e) et (f) Structuration des guides d'onde et enfouissement dans du SiO₂ PECVD

*Figure 4.8 : Procédé de fabrication de guides d'onde transférés
[Beaudin et al., 2009]*

La couche d'AlAs est primordiale, car elle sert de couche d'arrêt lors de la gravure humide du substrat de GaAs en face arrière. Ultimement, elle pourrait être utilisée comme couche sacrificielle pour soulever les couches épitaxiées. Le substrat libéré pourrait alors être reconditionné en surface afin d'être réutilisé pour une nouvelle croissance épitaxiale. Le coût d'un substrat de GaAs pourrait alors être réduit de plus de 80%.

La suite de ces travaux sur les guides d'onde submicrométriques transférés est entreprise par Guillaume Beaudin dans le cadre de son projet de doctorat.

CHAPITRE 5

GRAVURE PLASMA DE GaAs/AlGaAs

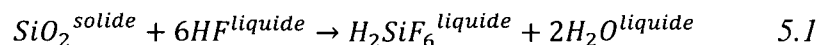
Avant de présenter le procédé de gravure développé dans le cadre de ce projet de doctorat pour la fabrication de guides d'onde micrométriques, ce chapitre introduit les propriétés de la gravure plasma et plus particulièrement celles de la gravure plasma des hétérostructures semi-conductrices GaAs/AlGaAs.

5.1 Gravure plasma en microfabrication

Depuis l'invention du transistor en 1947, par Bardeen, Brattain et Shockley de Bell labs, les dimensions des composants n'ont eu cesse de diminuer dans le but d'améliorer leurs performances. À l'origine, les étapes de gravure des procédés de fabrication étaient réalisées dans des bains de produits chimiques. Mais, cette gravure humide attaque le matériau sous le masque et les profils obtenus ne sont pas verticaux. Ces propriétés sont évidemment nuisibles aux dimensions réduites et précises des structures. La gravure par plasma, apparue dans les années 70, conjure ces inconvénients. Elle est donc devenue incontournable en microfabrication, quels que soient les domaines d'application.

5.1.1 Gravure humide vs gravure plasma

Dans un procédé de gravure humide, l'échantillon est immergé dans des bains de produits chimiques. Les zones exposées, c'est-à-dire non masquées, sont attaquées par des réactions chimiques et les produits de la réaction sont soit solubles dans l'eau soit gazeux. Un exemple de réaction chimique est celle du SiO_2 gravé par de l'acide fluorhydrique :



Majoritairement, les gravures humides sont isotropes, c'est-à-dire avec une vitesse de gravure identique quelle que soit la direction, tel qu'illustré à la figure 5.1. Cette isotropie génère une gravure sous masque.

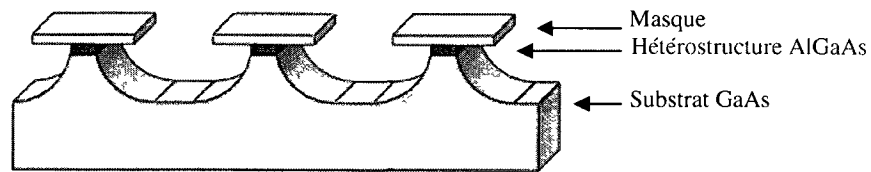


Figure 5.1 : Vue en coupe d'une gravure isotrope

Les avantages incontestables de cette technique résident dans son faible coût et sa mise en œuvre aisée malgré les procédures de sécurité à suivre pour la manipulation de produits chimiques. Quand les critères de dimension ne sont pas critiques, la gravure humide est donc utilisée préférentiellement, par exemple dans la réalisation des MEMS, pour libérer des structures 3D en gravant les couches sacrificielles.

La gravure plasma, quant à elle, est un intermédiaire entre deux techniques de gravure : la gravure chimique humide et la gravure par faisceaux d'ions. La gravure chimique humide est rapide, potentiellement sélective et peu génératrice de dommages aux couches et sous-couches du substrat, mais isotrope. La gravure par faisceaux d'ions est fortement anisotrope, c'est-à-dire avec des profils verticaux (tel qu'illustré à la figure 5.2), mais fortement génératrice de dommages et non sélective par rapport aux couches et sous-couches du substrat. Les avantages de ces deux techniques : sélectivité, anisotropie de gravure, rapidité et faible génération de dommage, sont regroupés par la gravure plasma.

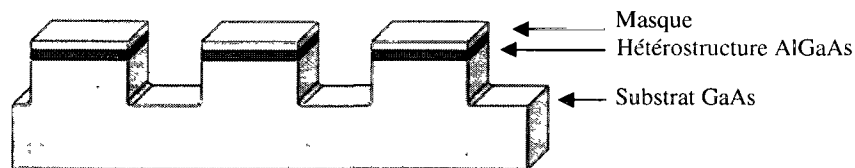


Figure 5.2 : Vue en coupe d'une gravure anisotrope

5.1.2 Mécanismes de gravure plasma

La gravure plasma peut être décrite sommairement par deux processus : la gravure chimique (matériau attaqué par les neutres réactifs) et la gravure physique (matériau pulvérisé par bombardement ionique).

5.1.2.1 Gravure chimique

Le plasma produit des espèces radicalaires (neutres réactifs tel que F, Cl...) par collisions entre les électrons libres et les molécules gazeuses, qui se dissocient. Dans un plasma basse pression (1 mTorr à 1 Torr), seuls les électrons sont chauffés et permettent la production des ions et des radicaux indispensables à la gravure. Ces radicaux peuvent ensuite réagir avec le matériau pour former des espèces volatiles qui sont évacuées par le système de pompage. Par exemple, le silicium formera du SiF_4 , SiCl_4 , etc. et le GaAs formera du GaCl_3 , AsCl_x , etc. Le principe de ce processus est schématisé à la figure 5.3 [Plummer et al., 2000].

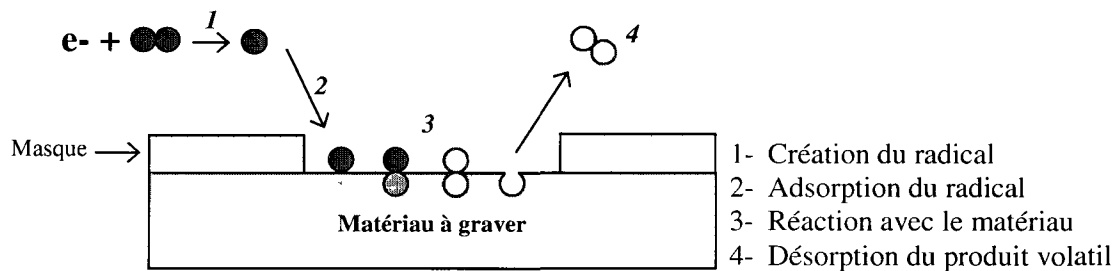


Figure 5.3 : Étapes de la gravure chimique
[Plummer et al., 2000]

Ce processus de gravure est très sélectif, souvent lent (quelques nm/min) et isotrope dû à la distribution isotrope des espèces réactives.

5.1.2.2 Gravure physique

Les ions présents dans le plasma interagissent également avec la surface. L'échantillon étant fixé sur une électrode polarisée négativement dont on peut contrôler le potentiel, les ions positifs du plasma sont attirés, accélérés dans la gaine et ils acquièrent une énergie suffisante (jusqu'à plusieurs centaines d'eV) pour pulvériser les atomes de la surface du substrat. Les

ions sont dans un premier temps adsorbés et entrent en collisions avec le réseau d'atomes. Si leur énergie est suffisante, des liaisons sont rompues et des atomes sont éjectés. Ces derniers peuvent être pompés ou se redéposer sur le matériau à graver ou sur les parois du réacteur, causant de la contamination.

La gravure physique a un rendement assez faible, proche de 1, et elle est non sélective, c'est-à-dire qu'elle attaque aussi bien le masque que le substrat. Il est donc préférable de ne pas appliquer une tension de polarisation trop forte qui donnerait trop d'énergie cinétique aux ions qui seraient alors susceptibles d'éroder le masque ou encore de créer des dommages au matériau à graver. En revanche, la directivité des ions, due à la polarisation du porte-substrat, favorise l'anisotropie en ne pulvérisant qu'en fond de motif.

5.1.2.3 Gravures réactives ou assistée par bombardement ionique

Les cinétiques de gravure chimique augmentent si le matériau à graver est simultanément soumis à un flux d'ions énergétiques. Ceci a été démontré pour la première fois sur du silicium en 1979 [Coburn and Winters, 1979]. Dans un premier temps, la surface de silicium était seulement soumise à une gravure chimique dans un plasma de XeF_2 puis à une pulvérisation avec des ions argon (Ar^+ , 450 eV). Quand les deux espèces (ions et neutres) arrivent ensemble sur la surface, la vitesse de gravure obtenue est environ un ordre de grandeur supérieure à la somme des vitesses de gravure individuelle. C'est l'effet de synergie, illustré à la figure 5.4.

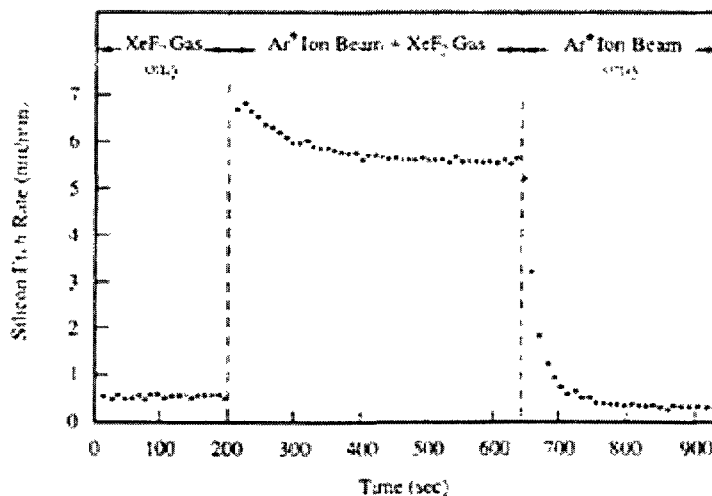


Figure 5.4 : Effet de synergie sur le taux de gravure du silicium polycristallin [Coburn and Winters, 1979]

Le bombardement ionique apporte de l'énergie à la surface qui permet d'augmenter les cinétiques de réaction d'une ou de toutes les étapes de la gravure chimique :

- Dissociation et adsorption : le bombardement ionique favorise la dissociation des neutres à la surface et augmente le nombre de sites d'adsorption,
- Réaction : le bombardement ionique favorise la formation de produits de gravure, volatils ou non, par création de plus de sites réactifs à la fois par génération d'une rugosité de surface et par production de liaisons pendantes à la surface du matériau gravé,
- Désorption : le bombardement ionique amplifie la désorption des produits de réaction.

L'effet de synergie est donc équivalent à une gravure assistée par bombardement ionique, nommée également gravure réactive. Elle peut être divisée en deux catégories distinctes :

- Gravure chimique réactive : Les ions fournissent une énergie d'activation aux neutres adsorbés et augmentent leur réactivité, accélérant ainsi la gravure chimique.
- Gravure ionique réactive : Les ions se neutralisent à l'approche du substrat et deviennent alors des neutres réactifs hautement énergétiques qui participent directement à la gravure chimique de l'échantillon.

Par ailleurs, la gravure réactive favorise l'anisotropie car le bombardement ionique est directionnel et seuls les fonds de motifs sont bombardés. Cependant, l'anisotropie dépend également du rapport entre le flux de neutres et le flux d'ions ainsi que de la réactivité des espèces et de la température du substrat.

Malgré son très net avantage, l'effet de synergie n'est pas systématiquement observé pour tous les types de matériau. Parfois, les neutres peuvent réduire la pulvérisation. C'est le cas de la gravure de l'aluminium par des espèces fluorées où le fluor réagit avec l'aluminium pour former de l' AlF_3 qui n'est pas volatil.

5.1.2.4 Couche inhibitrice (synonyme de passivation en gravure)

Le guide d'onde en GaAs présenté à la figure 5.5.a) montre que l'effet combiné des gravures chimique et de la physique n'est pas toujours suffisant pour réaliser des profils anisotropes et

parfaitement verticaux. La solution consiste à bloquer la gravure latérale, due principalement aux radicaux, en déposant une couche protectrice (dite couche inhibitrice ou de passivation) sur la surface gravée. Cette couche peut être formée intentionnellement par ajout de gaz ou de façon incontrôlée par un dépôt de produits de gravure peu volatils. Ce phénomène est illustré à la figure 5.5.b). Dans ces conditions, la gravure est uniquement verticale puisque les ions pulvérisent le film protecteur en fond de motif. Ils n'atteignent pas les parois verticales (en théorie), garantissant ainsi une bonne anisotropie. La chimie plasma doit donc être un mélange comprenant le réactif chimique nécessaire à la gravure, ici les composés chlorés Cl_2 et BCl_3 et un gaz qui participe au dépôt d'une couche inhibitrice.

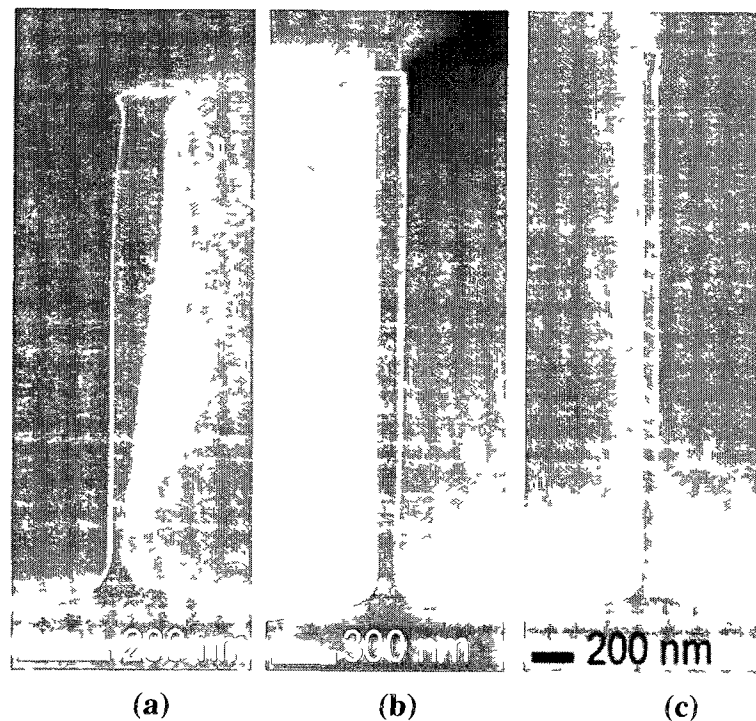


Figure 5.5 : Guides d'onde submicrométriques en GaAs sans et avec couche inhibitrice

(a) Gravé sans couche inhibitrice. (b) Gravé avec couche inhibitrice, artificiellement colorée en vert. (c) Profil résultant après avoir sélectivement gravé la couche inhibitrice par bain humide.

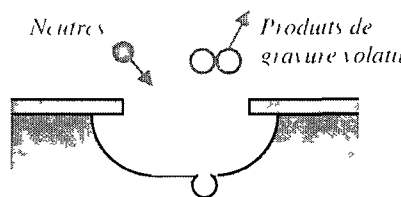
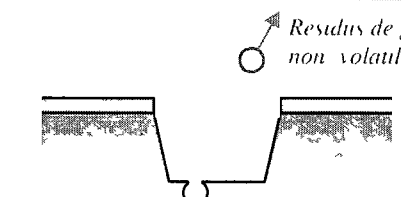
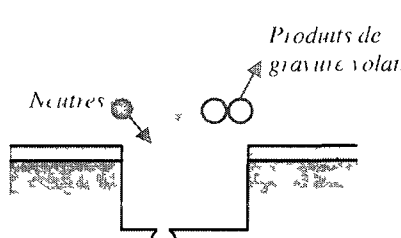
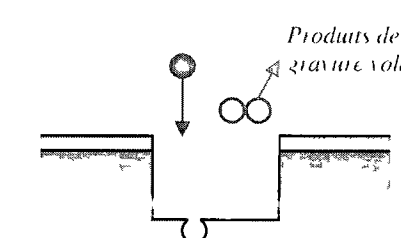
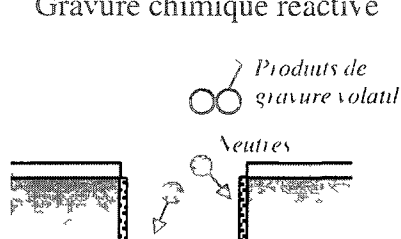
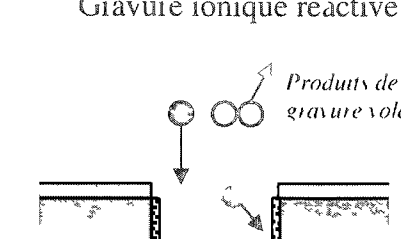
La formation de la couche inhibitrice peut s'avérer nécessaire pour la fabrication de structures anisotropes à fort rapport d'aspect, comme celle montrée à la figure 5.5.c).

5.1.2.5 Récapitulatif des six classes de gravure plasma

Les six classes de mécanismes de gravure plasma sont énumérées ci-après et illustrées dans le tableau 5.1 [Fuard, 2003].

- Gravure chimique
- Gravure chimique réactive (ions non réactifs)
- Gravure chimique réactive avec couche inhibitrice
- Gravure physique (aussi nommée pulvérisation)
- Gravure ionique réactive (ions réactifs)
- Gravure ionique réactive avec couche inhibitrice

*Tableau 5.1 : Les 6 classes de mécanismes de gravure plasma
[Fuard, 2003]*

	
Gravure chimique	Gravure physique
	
Gravure chimique réactive	Gravure ionique réactive
	
Gravure chimique réactive avec couche inhibitrice	Gravure ionique réactive avec couche inhibitrice

Il n'existe pas de nomenclature officielle en gravure plasma, et les termes techniques ne sont pas toujours utilisés à bon escient. Les trois termes portant le plus à confusion sont énumérés ici :

- *Reactive Ion Etching* (RIE) utilisé pour :
 - Qualifier la gravure ionique réactive,
 - Décrire un procédé de gravure dans un réacteur à couplage capacitif,
 - Nommer ces réacteurs à couplage capacitif,
 - Signifier la gravure anisotrope assistée par bombardement ionique,
 - Sous-entendre que les espèces chimiques responsables de la gravure sont les ions. Même si dans la plupart des cas, ce sont les neutres qui gravent.
- *Reactive sputter etching* utilisé à tort afin d'éviter l'utilisation de *reactive ion etching*
- Pulvérisation chimique (*chemical sputtering*) utilisé pour gravure chimique réactive

5.1.3 Caractéristiques des gravures

Afin de caractériser une gravure plasma, plusieurs paramètres, expliqués dans cette section, sont à considérer, tels que la vitesse de gravure ou la sélectivité.

5.1.3.1 Vitesse de gravure

La vitesse de gravure moyenne $V_{G\text{ moy}}$ se définit comme suit :

$$V_{G\text{ moy}} = \frac{\text{Profondeur gravée}}{\text{Temps de gravure}} \quad 5.2$$

La vitesse de gravure est souvent exprimée en $\mu\text{m}/\text{min}$. La vitesse de gravure instantanée peut varier au cours du procédé.

5.1.3.2 Sélectivité

La sélectivité de gravure d'un matériau par rapport à l'autre est le rapport des vitesses de gravure de chaque matériau. Il est intéressant de connaître la sélectivité de gravure par rapport au matériau du masque. Pour la sélectivité de gravure du GaAs par rapport au SiO_2 , la sélectivité se note $S = 10 : 1$. Ceci signifie que la vitesse de gravure du GaAs est 10 fois

supérieure à la vitesse de gravure du SiO_2 pour un procédé donné, ce qui est un ordre de grandeur raisonnable.

$$\text{Sélectivité} = \frac{\text{Vitesse de gravure (matériau)}}{\text{Vitesse de gravure (masque)}} \quad 5.3$$

Plus la sélectivité est grande, plus le masque pourra être mince. Dans le cas d'une gravure sélective avec une sous-couche potentielle, la même notion de sélectivité doit être prise en compte.

5.1.3.3 Isotropie et Anisotropie

La gravure isotrope se caractérise par une vitesse de gravure, V_G , égale dans toutes les directions, le profil résultant est illustré à la figure 5.1. Un profil anisotrope, illustré à la figure 5.2, est obtenu si la vitesse de gravure n'a qu'une composante verticale. L'anisotropie d'une gravure est définie par la relation suivante :

$$\text{Anisotropie} = 1 - \frac{V_{G \text{ latérale}}}{V_{G \text{ verticale}}} \quad 5.4$$

Celle-ci est nulle si la vitesse de gravure verticale est égale à l'horizontale, ce qui est la définition d'une gravure isotrope. En revanche, elle est égale à 1 si $V_{G \text{ verticale}} \gg V_{G \text{ latérale}}$.

5.1.3.4 Rapport d'aspect

Le rapport d'aspect d'une gravure est le rapport entre la hauteur, h , et la largeur, l , du motif tel qu'illustré à la figure 5.6. La largeur à considérer est la largeur sous masque. Les motifs à fort rapport d'aspect peuvent nécessiter des procédés avec dépôt de couche inhibitrice pour protéger les flancs.

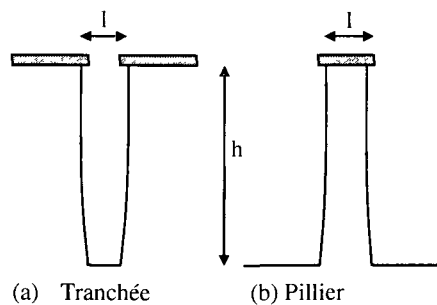


Figure 5.6 : Rapport d'aspect

5.1.3.5 RIE lag

RIE lag est le terme générique désignant la diminution de la vitesse de gravure avec la diminution des dimensions des ouvertures à graver dans le masque. Ce phénomène est observable à la figure 5.7. On parle aussi de l'effet ARDE (*Aspect ratio dependant Etching*), lorsque la vitesse de gravure diminue avec l'augmentation du rapport d'aspect des ouvertures gravées.

En effet, généralement la vitesse de gravure diminue dans les ouvertures les plus étroites et/ou les plus profondes. Elle varie en fonction du flux de neutres réactifs, du flux d'ions et de l'énergie des ions. Les premiers, les radicaux, doivent être transportés vers le fond de la tranchée pour graver le matériau. Si leur libre parcours moyen est supérieur aux dimensions de la tranchée, le régime de transport est moléculaire (réflexion spéculaire) et moins d'espèces réactives arrivent au fond de tranchée, elles ont réagi avant. De plus, pendant la gravure, les parois du masque (souvent diélectrique) peuvent se charger. Les ions sont alors déviés vers les parois du motif. Ils perdent leur énergie cinétique sur les parois et le fond de motif est moins fortement attaqué ce qui diminue la vitesse de gravure.

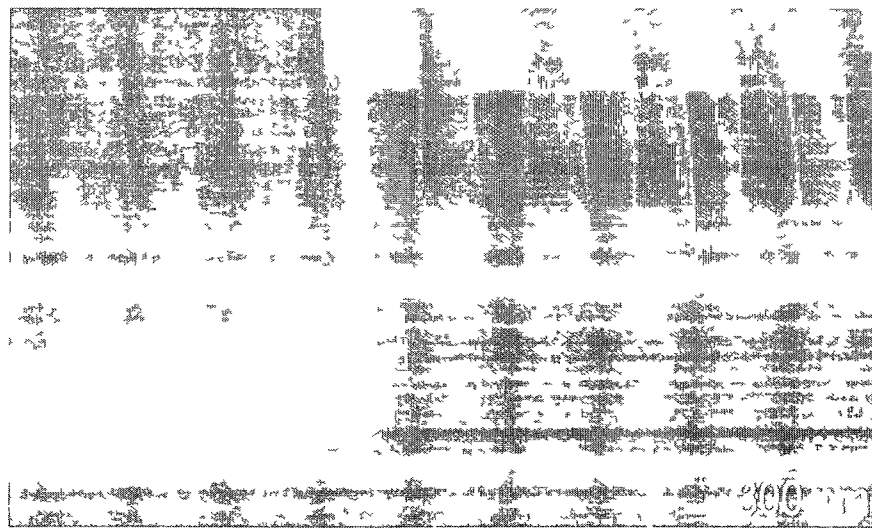
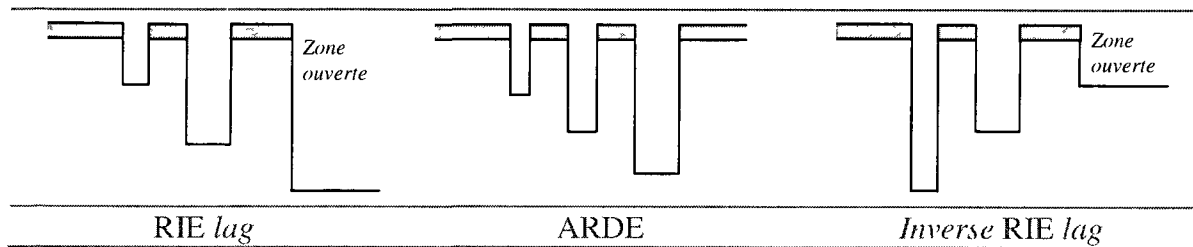


Figure 5.7 : RIE lag

Il existe aussi le « *inverse RIE lag* » qui consiste en une augmentation de la vitesse de gravure lorsque les dimensions des structures à graver diminuent. Ce phénomène apparaît quand le bilan gravure-dépôt est défavorable en zone plus ouverte : le dépôt d'espèce ou de résidus de gravure est isotrope, donc moins important dans les structures plus petites.

Tableau 5.2 : Variantes du RIE lag

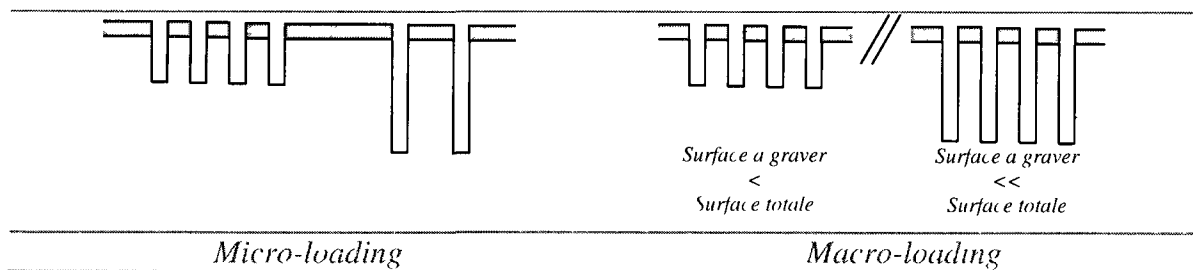


5.1.3.6 Effet de charge

L'effet de charge ou *loading effect*, qui n'a rien à voir avec les charges électriques, est un phénomène commun en gravure qui apparaît quand le procédé de gravure est le principal consommateur d'espèces réactives. La vitesse de gravure moyenne dépend de la superficie non masquée du matériau à graver, c'est-à-dire la vitesse de gravure décroît avec l'augmentation de la surface à graver.

Ce phénomène, nommé *micro-loading* apparaît aussi localement lorsque la densité des motifs à graver augmente. Ces phénomènes sont schématisés au tableau 5.3.

Tableau 5.3 : Effet de charge

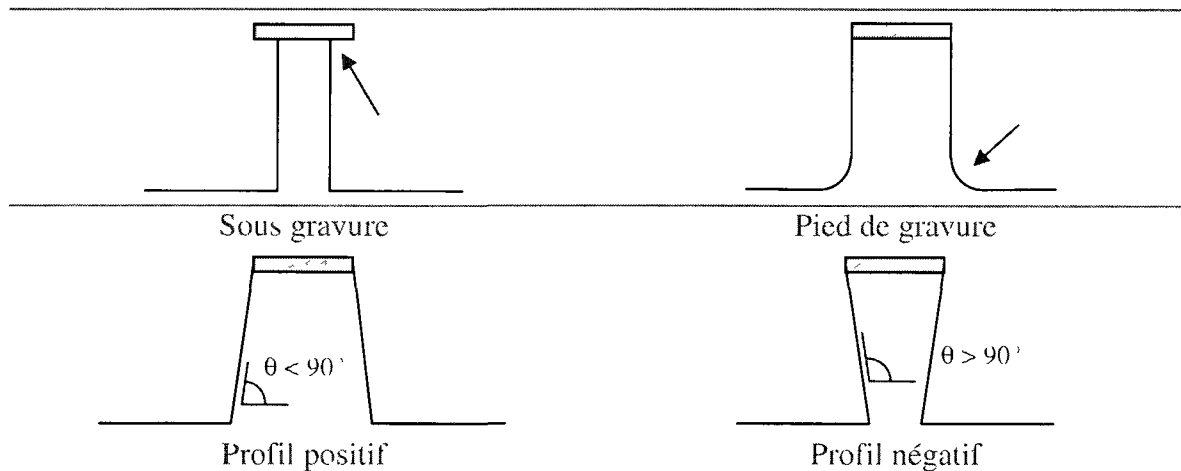


5.1.3.7 Défauts pouvant apparaître sur les profils des motifs

Les procédés de gravure plasma permettent théoriquement de réaliser des profils anisotropes. Toutefois, certains phénomènes contribuent à la formation de défauts. Ces derniers sont à considérer relativement à la dimension des structures. On les caractérise par microscopie électronique à balayage. Seuls les défauts les plus courants sont décrits dans cette partie. Les défauts induits par le rayonnement UV du plasma, par la contamination de l'échantillon ou les défauts structuraux induits par le bombardement ionique ne sont pas présentés dans ce chapitre.

Le tableau 5.4 présente les défauts liés à des considérations chimiques.

Tableau 5.4 : Défauts de gravure liés à des considérations chimiques



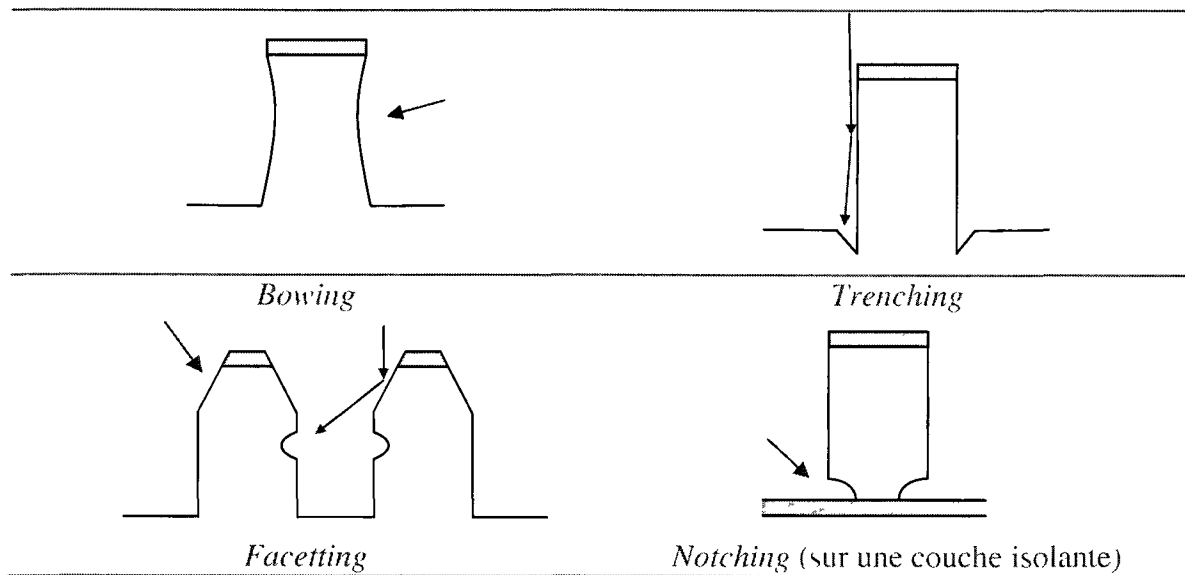
Sous-gravure (*undercut*) : La gravure du matériau sous le masque dur est due aux neutres (gravure chimique) puisque les ions qui sont dirigés verticalement ne peuvent pas atteindre le dessous du masque. Quand les dimensions sont critiques, on doit tenir compte de la sous-gravure dans la conception du masque.

Pied de gravure : Le pied de gravure caractérise une réduction de la vitesse de gravure au pied des motifs.

Pente positive ou négative : Dans le cas où la gravure est quasiment anisotrope, les profils de gravure peuvent être caractérisés avec la pente des flancs. Les parois peuvent être inclinées selon un angle supérieur à 90° (pente négative), ou bien inférieur à 90° (pente positive). Ces inclinaisons sont généralement dues à des couches inhibitrices se déposant sur les flancs par voie gazeuse. Pour la pente positive, le dépôt de couche inhibitrice est plus important que pour la pente négative.

Les ions peuvent également subir des réflexions spéculaires sur les parois. Ils peuvent alors être à l'origine de défauts sur les profils, schématisés au tableau 5.5.

Tableau 5.5 : Défauts de gravure liés à la distorsion de la trajectoire des ions



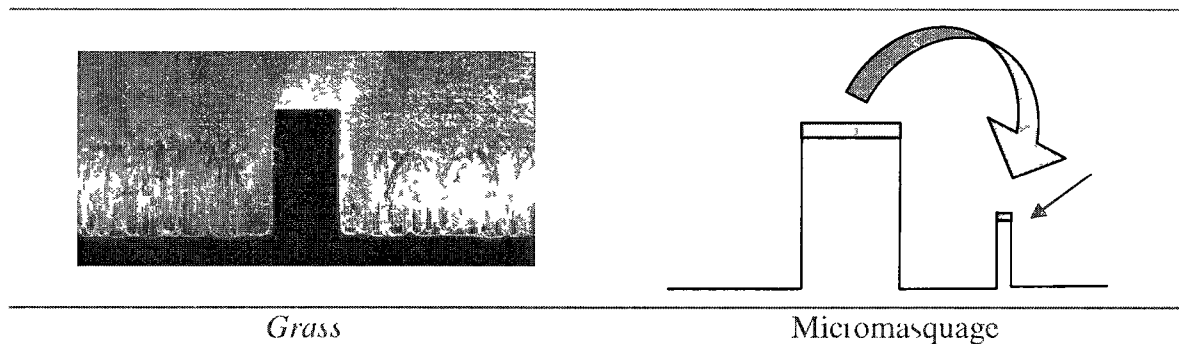
Bowing : Le *bowing* est une gravure concave des structures générée par des ions arrivant en incidence rasante sur ces flancs. Ce défaut peut avoir plusieurs causes telles que la déviation des ions par le masque (souvent diélectrique) qui peut se charger, la consommation des espèces participant à la gravure en haut du motif, la réflexion ou encore la diffusion des ions sur les flancs de la structure.

Trenching : Le *trenching* est une gravure préférentielle du fond des structures, dans le prolongement des flancs où le flux ionique est plus important qu'au centre du motif. Ce défaut apparaît quand les ions sont très énergétiques (plusieurs centaines d'eV).

Facetting : Érosion du bord du masque lors de la gravure, du fait d'un rendement de pulvérisation supérieur à 45° qu'à 90° . La facette du masque peut entraîner la déformation des flancs des structures par réflexion, spéculaire ou non, des espèces sur cette facette et la perte de la dimension critique des motifs gravés.

Notching : Le notching se rencontre sur une couche d'arrêt isolante, comme sur les wafers SOI (*Silicon On Insulator*). La couche diélectrique se charge positivement et repousse les ions positifs vers les pieds du motif.

Tableau 5.6 : Autres défauts de gravure



Grass : Ce phénomène ralentit considérablement la vitesse de gravure. Peu d'études dans la littérature mentionnent l'origine de ce défaut. Certains l'assimilent à du micromasquage. D'autres font des hypothèses de dépôt excessif de couche inhibitrice (appelé surpassivation) [Dussart et al., 2005]. Quand la gravure a lieu sur une surface plane, les produits de gravure non volatils se redéposent sur la surface et peuvent engendrer une sévère rugosité de surface. Ce phénomène est parfois nommé *backscattering*.

Micromasquage : Le micromasquage apparaît au cours de la gravure lorsqu'un morceau du masque a été pulvérisé et qu'il se redépose sur une zone non masquée. Ce dépôt équivaut à un masque local qui empêche la gravure.

5.1.4 Réacteurs de gravure plasma

Cette section présente les principaux réacteurs de gravure plasma, qui doit être réalisée sous vide

5.1.4.1 Réacteur à couplage capacitif, dit RIE

Au début des années 80, les sources capacitives à électrodes plates et parallèles ont été les premières à être utilisées pour la gravure plasma. Un réacteur plasma capacitif est généralement appelé RIE, pour *Reactive Ion Etching*. Le plasma est créé entre deux électrodes parallèles. La première, mise à la terre, est connectée avec les parois du réacteur et la seconde, sur laquelle est posé le matériau à graver, est reliée à un générateur radiofréquence (RF) via un adaptateur d'impédance. Le champ électrique oscillant accélère les électrons qui vont exciter le gaz et créer un plasma. Contrairement aux électrons très mobiles, les ions ne sont pas sensibles aux variations du champ, car leur fréquence plasma est inférieure à la fréquence RF. Étant donné que sur une période RF, le courant total moyen (électronique et ionique) doit être nul, le potentiel de l'électrode se met à un potentiel d'auto-polarisation négatif afin de limiter le flux d'électrons et conserver une valeur nulle du courant total moyen.

L'échantillon reçoit alors un flux d'ions qui « voient » un potentiel moyen négatif. Ils sont accélérés dans la gaine de charges d'espace jusqu'à l'énergie $|V_{\text{gaine}}|$ pour les ions une fois ionisés. La chute de potentiel dans la gaine V_{gaine} est la somme du potentiel plasma V_p et de V_{bias} , elle est illustrée à la figure 5.8 [Plummer et al., 2000].

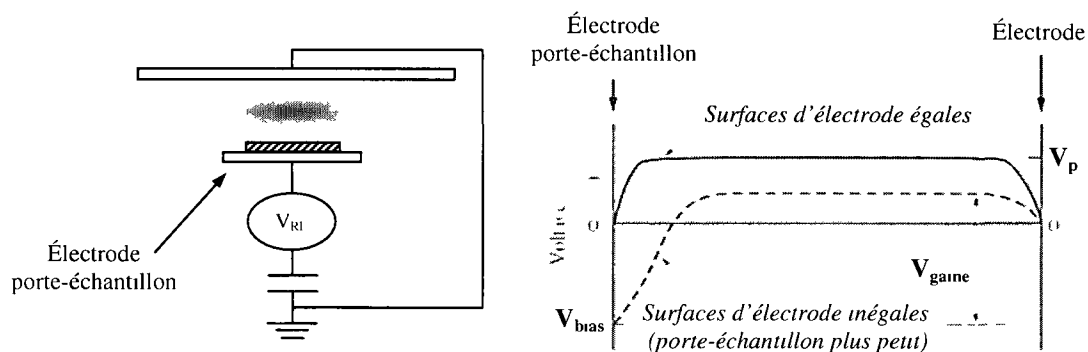


Figure 5.8 : Réacteur RIE - Distribution de potentiel entre les électrodes
[Plummer et al., 2000]

La figure 5.8 montre un réacteur RIE et la distribution de tension entre les électrodes. Les réacteurs communs sont asymétriques et correspondent à la courbe en pointillé. La chute de tension dans la gaine est comprise entre 100 et 1000V. Cette chute de tension accélère les ions positifs en direction de l'électrode porte-substrat et permet l'anisotropie.

L'inconvénient principal de ce réacteur est qu'un seul générateur permet à la fois à créer les ions et à les accélérer. En conséquence, chaque amélioration d'un paramètre de gravure se répercute par la détérioration d'un autre paramètre. Des exemples concrets sont énumérés ci-dessous :

- Si l'on veut augmenter la vitesse de gravure, il faut augmenter la puissance RF. Ce faisant, l'énergie cinétique des ions augmente ce qui réduit la sélectivité et risque d'endommager le matériau.
- Si l'on veut améliorer l'anisotropie, il faut améliorer la direction des ions à la sortie de la gaine en diminuant la pression de travail ce qui réduit le nombre de collisions. Ce faisant, la vitesse de gravure diminue.

Par ailleurs, l'électrode porte échantillon est immergée dans le plasma et est fortement soumise au bombardement ionique. Si l'échantillon à graver ne recouvre pas toute la surface du porte échantillon, comme c'est souvent le cas hors industrie, le bombardement ionique peut détériorer l'électrode et surtout pulvériser des résidus contaminants.

Malgré ces inconvénients, ce réacteur est couramment utilisé en industrie, par exemple, pour les matériaux à fort seuil de pulvérisation.

5.1.4.2 Réacteur haute-densité à couplage inductif, dit ICP

À la fin des années 80, l'industrie a eu besoin de procédés avec les mêmes vitesses de gravure, mais avec des sélectivités plus importantes ou moins de générations de dommages dans le matériau. Pour ce faire, le flux ionique doit être plus dense, mais de plus faible énergie.

L'intérêt des réacteurs haute-densité vient du fait qu'ils permettent de contrôler, quasiment indépendamment, la densité des ions (P_{Source}) et leur énergie (P_{Bias}) comme illustré à la figure 5.9 [Coburn, 2000]. Il est donc possible de cumuler une forte densité plasma, autorisant des vitesses de gravure élevées, tout en modérant l'énergie des ions lors du bombardement pour augmenter la sélectivité.

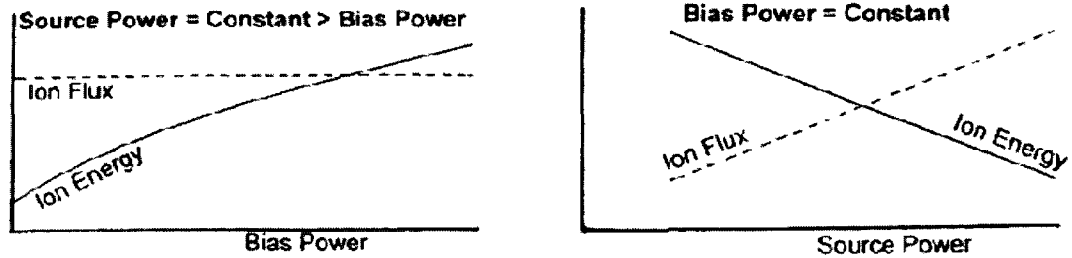


Figure 5.9 : Variations du flux et de l'énergie ionique en fonction de P_{source} et de P_{Bias} [Coburn, 2000]

Le réacteur plasma haute densité le plus largement utilisé est celui à couplage inductif (*Inductively Coupled Plasma - ICP*). Un autre modèle est cependant disponible, il fonctionne par résonance cyclotronique électronique (*electron cyclotron renonance - ECR*) mais il est plus complexe à mettre en œuvre.

La configuration d'un réacteur ICP est illustrée à la figure 5.10. La source plasma se situe dans la partie supérieure du réacteur et le couplage RF est inductif, à travers une paroi de diélectrique (quartz ou alumine). Les électrons sont excités par une antenne RF via l'intermédiaire d'un accord d'impédance. L'antenne peut avoir plusieurs configurations qui correspondent chacune à une technologie de réacteur ICP. Cela peut être une bobine ou bien une simple boucle. Ces antennes créent un champ magnétique qui induit un champ électrique que vont suivre les électrons. Cela favorise la création d'un plasma de haute densité. L'échantillon à graver est fixé sur une électrode reliée à un autre générateur RF.

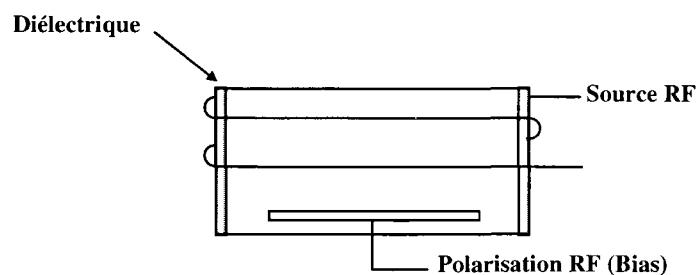


Figure 5.10 : Réacteur ICP

Ces sources ICP excitent différemment le plasma selon la puissance injectée. À faible puissance (inférieure à ~500 W), le réacteur est en régime capacitif. L'antenne se comporte comme une électrode et le réacteur fonctionne comme une source RIE. Pour des puissances plus élevées, le plasma atteint le régime inductif, où le système fonctionne comme un transformateur. Ce saut se manifeste par une densité électronique subitement plus importante. Le porte-substrat s'autopolarise négativement comme pour le réacteur RIE.

Par rapport au réacteur capacitif RIE, le réacteur ICP travaille en général à plus basse pression afin d'améliorer l'anisotropie des ions (moins de collisions dans la gaine). L'électrode source n'est plus soumise au bombardement ionique, ce qui réduit les contaminations. Les densités électroniques sont de l'ordre de 10^{11} - 10^{12} cm⁻³ permettant des gravures plus rapides. Le tableau 5.7 présente un comparatif plus détaillé [Fuard, 2003, Plummer et al., 2000].

*Tableau 5.7 : Paramètres usuels d'une source RIE et d'une source ICP
[Fuard, 2003, Plummer et al., 2000]*

Paramètres		Source RIE	Source ICP
Fréquence RF de la source	f_r	13,56 Mhz	13,56 Mhz
Puissance injectée dans l'antenne	P_i	50-2000 W	100-3000 W
Pression de travail	P	10-1000 mTorr	1-100 mTorr
Tension de gaine	$V_{game} = V_p - V_s$	100-1000 V	10-150 V
Densité ionique	n_i	$10^9 - 5.10^{10}$ cm ⁻³	$10^{11} - 10^{12}$ cm ⁻³
Densité de courant ionique	J_i	$10^{-2} - 1$ mA.cm ⁻²	$1 - 10$ mA.cm ⁻²
Densité de puissance du flux ionique	$J_i \cdot V_{game}$	$10^{-3} - 1$ W.cm ⁻²	$0,1 - 3$ W.cm ⁻²
Avantages		Simplicité	Découplage flux-énergie ionique
		Uniformité	
Inconvénients		Pas de découplage flux-énergie ionique	Uniformité radiale

La figure 5.11 représente le réacteur utilisé pour ces travaux. Il y a bien deux sources, P_{ICP} la source plasma et P_{Bias} pour la polarisation. Un sas de transfert permet de préserver le vide dans la chambre du réacteur de façon permanente, ce qui limite la contamination. Enfin, des hublots optiques permettent l'utilisation d'un système de détection de fin de gravure interférométrique.

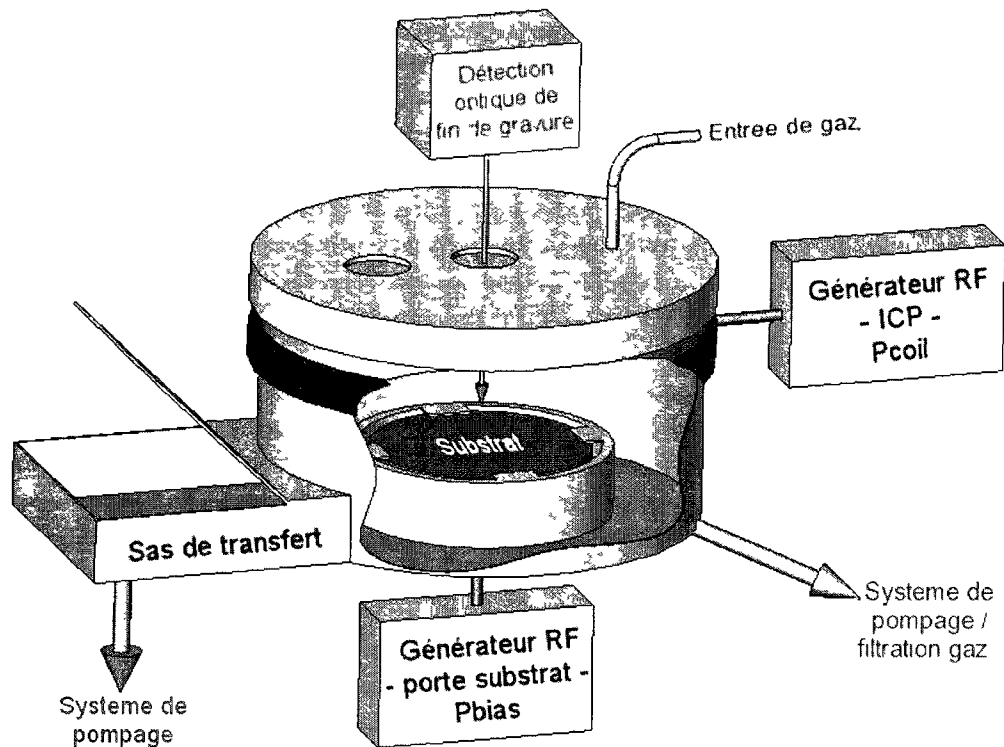


Figure 5.11 : Réacteur ICP disponible au CRN²

5.2 État de l'art de la gravure plasma d'hétérostructure GaAs/AlGaAs

Cette section présente la revue de littérature de la gravure plasma de GaAs et de GaAs/AlGaAs en fonction des chimies utilisées. Ces résultats dépendent à la fois de la chimie, du réacteur et des conditions expérimentales, telles que la pression, les puissances et la température. Ainsi, les résultats présentés doivent être adaptés au réacteur concerné.

Les chimies les plus communes pour la gravure plasma des semi-conducteurs III-V sont à base de chlore (Cl_2) ou de méthane/hydrogène (CH_4/H_2), même si des recettes à base d'iode (I) et de brome (Br) ont été utilisées [Youtsey and Adesida, 2000]. Différents gaz compatibles sont énumérés dans le tableau 5.8.

Tableau 5.8 : Gaz les plus utilisés pour la gravure plasma des III-V

	Disponibles au CRN ²	Non disponibles au CRN ²
Cl	Cl ₂ , SiCl ₄ , BCl ₃	HCl, CCl ₄ , PCl ₃ , CHCl ₂ F, CHClF ₂ , CCl ₂ F ₂ , ICl
CH₄	CH ₄ /H ₂ , CH ₄ /He	C ₂ H ₆ /H ₂
Br	-	HBr, CF ₃ Br, Br ₂ , IBr
I	-	HI, CH ₃ I, I ₂ , ICl
Autres	Ar, N ₂ , H ₂ , O ₂	-

Le choix d'une chimie par rapport à une autre se justifie par la volatilité des produits de réaction. L'autre considération importante liée à l'équipement est la facilité d'utilisation de ces gaz, leur toxicité et leur compatibilité avec les matériaux du réacteur, par exemple les gaz à base de brome ou d'iode qui sont très corrosifs donc peu utilisés.

Le tableau 5.9 présente les températures de vaporisation (en degré Celsius °C à 1 atmosphère de pression) de différents produits de gravure à base des éléments du groupe III (Al, Ga et In) et du groupe V (As et P) ayant réagi avec des gaz chlorés ou fluorés [CRC, 2008-2009]. Cette température de vaporisation est un indicateur utile pour savoir si la chimie plasma créera des produits volatils ou non. La gravure plasma est réalisée à basse pression, dans notre cas, à quelques mTorr de pression (ordre de grandeur : 5 mTorr = $6,6 \cdot 10^{-6}$ atm = 0,66Pa). Du point de vue de la thermodynamique, lorsque la pression diminue, la température de vaporisation diminue.

Tableau 5.9 : Température de vaporisation (°C) des produits de réactions à 1 atm.

	Chlorures		Fluorures	
Al	AlCl ₃	180 °C sublimation	AlF ₃	1276 °C sublimation
Ga	GaCl ₂	535 °C	GaF ₃	1000 °C fusion
	GaCl ₃	201 °C		
As	AsCl ₃	130 °C	AsF ₃	57,13 °C
			AsF ₅	-52,8 °C
In	InCl	608 °C	InF ₃	>1200 °C
P	PCl ₃	76 °C	PF ₃	-101,8 °C
			PF ₅	-84,6 °C

Le chlore forme des produits volatils avec tous ces éléments, exception faite de l'indium, pour lequel il est nécessaire d'élever la température du substrat. Les chimies chlorées permettent donc des gravures rapides, anisotropes et à surfaces lisses, elles sont beaucoup utilisées.

Contrairement aux produits chlorés, les produits fluorés sont particulièrement non volatils avec les éléments III à température ambiante. Cette chimie est donc logiquement très peu utilisée. Elle présente cependant un intérêt pour les gravures plasma sélectives, car les fluorures d'aluminium sont très peu volatils. Par exemple, pour graver sélectivement du GaAs sur de l'AlGaAs, la chimie peut être $\text{SiCl}_4/\text{SiF}_4$ [Guggina et al., 1990].

Le tableau 5.8 énumère de nombreux gaz disponibles pour la gravure des semi-conducteurs III-V. Mais les gaz contenant du carbone (CCl_2F_2 , CCl_4 , CH_4 ou C_2H_6) ont tendance à former des polymères solides qui recouvrent la chambre [Law et al., 1991]. Même si un peu d'oxygène ajouté à la chimie peut réduire le dépôt (il faut alors utiliser un masque métallique ou diélectrique) [Li et al., 2007], la chambre nécessite des nettoyages fréquents.

Le Cl_2 est beaucoup utilisé en gravure plasma, car il est très réactif même à l'état moléculaire. Mais, les oxydes ne sont pas gravés par les espèces chlorées, il faut combiner du bombardement. En plus de l'oxyde natif du GaAs, l'aluminium, contenu dans des matériaux comme l'AlGaAs, est problématique à cause de sa facilité à s'oxyder. Ces oxydes sont plus résistants à la gravure que le matériau environnant. Ceci engendre de la rugosité [Constantine et al., 1995]. C'est pourquoi, du BCl_3 est couramment utilisé à la place, ou en combinaison à du Cl_2 , car il est fortement réducteur et gravera la couche d'oxyde plus rapidement [Bruce and Malafsky, 1983]. Le BCl_3 extrait l'oxygène de l'oxyde natif pour former du BCl_xO_y volatil tout en neutralisant la vapeur d'eau ce qui limite la formation d'oxyde pendant la gravure.

Par ailleurs, les procédés plasma avec des gaz réactifs sont souvent dilués avec des gaz inertes ou des gaz non réactifs tels que l'azote (N_2), l'Argon (Ar) ou l'hélium (He). L'addition de ces gaz facilite l'allumage du plasma et stabilise la décharge sur une plus grande gamme de pression. Cette dilution permet également un meilleur contrôle du procédé en équilibrant les gravures chimique et physique via l'ajustement des flux de gaz, c'est-à-dire de l'anisotropie. Le taux de gravure peut être maximisé grâce à l'apport de gaz inerte qui favorise la gravure réactive (assistée par bombardement ionique).

Le cahier des charges de ce projet se résume à l'obtention de structures anisotropes par une gravure plasma non sélective, c'est-à-dire, des taux de gravure équivalents pour les hétérostructures GaAs/AlGaAs² quelques soient les concentrations en aluminium des différentes couches.

5.2.1 Chimie Cl₂

La chimie Cl₂ est la plus commune pour graver les semi-conducteurs à base de GaAs. Mais dans un plasma purement chloré, la gravure physique est insuffisante, la désorption des produits de gravure de la surface est limitée, ce qui crée des flancs rugueux ainsi que des problèmes de sous-gravure. L'ajout d'espèces inertes favorise le bombardement donc l'obtention de flancs lisses et verticaux. Le tableau 5.10 présente différentes vitesses de gravure en fonction du matériau, du réacteur et du gaz inerte ajouté.

Tableau 5.10 : Vitesse de gravure maximale en fonction du flux de Cl₂-Gaz inerte

Chimie	Matériau	% de Cl ₂ du flux total	V _{G max} (nm/min)	Réacteur	Références
Cl ₂ /N ₂	GaAs	100	1500	ICP	[Shul et al., 1997]
	GaAs	100	280	ICP	[Lee et al., 1998]
	AlGaAs	100	50		
Cl ₂ /Ar	GaAs	100	5500	ECR	[Uchiyama et al., 2004]
	GaAs	90	1700	ICP	[Shul et al., 1997]
	GaAs	100	260	ICP	[Lee et al., 1998]
	AlGaAs	65	130		
	GaAs	100	~3000	RIE	[Pearson et al., 1990]
	GaAs	100	3000	ECR	[Yoon et al., 2001]
	GaAs	13-70	~700	ICP	[Hahn et al., 1999]
Cl ₂ /H ₂	GaAs	65	380	ICP	[Lee et al., 1998]
	AlGaAs	100	50		
Cl ₂ /He	GaAs	13	~900	ICP	[Hahn et al., 1999]
Cl ₂ /Xe	GaAs	13-70	~1000	ICP	[Hahn et al., 1999]

On constate que dans la plupart des études, la vitesse de gravure augmente avec le flux de Cl₂ car la quantité de radicaux dans le plasma augmente [Yoon et al., 2001]. Ceci signifie que le

² Les matériaux qui contiennent de l'indium ne sont pas inclus dans cette revue de littérature exception faite de la partie 6.3.1 concernant les couches inhibitrices déposées sur les flancs pour les structures submicrométriques.

mécanisme de gravure est limité chimiquement par la quantité de réactif dans le plasma. Cependant, quelques auteurs observent un maximum pour la vitesse de gravure dépendant de la nature et de la quantité du gaz neutre ajouté. La décroissance est attribuée à la désorption des produits de gravure par pulvérisation qui est moins efficace à cause de la quantité réduite d'ions quand le plasma devient purement chloré [Shul et al., 1997].

Considérant notre cahier des charges, il faut remarquer que dans des conditions similaires, les couches contenant de l'aluminium se gravent beaucoup moins rapidement [Pearton et al., 1990, Lee et al., 1998]. En effet, comme expliqué précédemment, le Cl_2 seul ne grave pas les oxydes, il doit être combiné à un agent réducteur ou à du bombardement important. Pour une gravure de GaAs/AlGaAs non sélective, cette chimie n'est donc pas pertinente [Lee et al., 1998].

Sur GaAs, les propriétés de la surface ont été étudiées après la gravure par spectroscopie Auger [Hahn et al., 1999]. La stœchiométrie postgravure est quasi inchangée. La rugosité a également été mesurée en fonction des gaz inertes ajoutés, la plus défavorable a été obtenue avec la chimie Cl_2/He , elle s'élève à 6 nm. Avec tous les autres gaz additifs au Cl_2 , les rugosités obtenues sont quasi inchangées avant et après gravure, c'est-à-dire inférieure à 2 nm. La rugosité de surface du GaAs a également été caractérisée en fonction du flux de Cl_2 dans une chimie Cl_2/Ar [Lee et al., 1998]. La rugosité initiale avoisinait le nanomètre, le résultat est montré à la figure 5.12. Les conditions pour une rugosité minimum ne correspondent pas aux conditions de vitesse de gravure maximale. Ce résultat est cohérent avec le fait que le Cl_2 n'attaque pas l'oxyde natif. Si ce dernier est attaqué de façon non homogène, cela génèrera de la rugosité, et plus la gravure est rapide, plus cette rugosité devrait être forte.

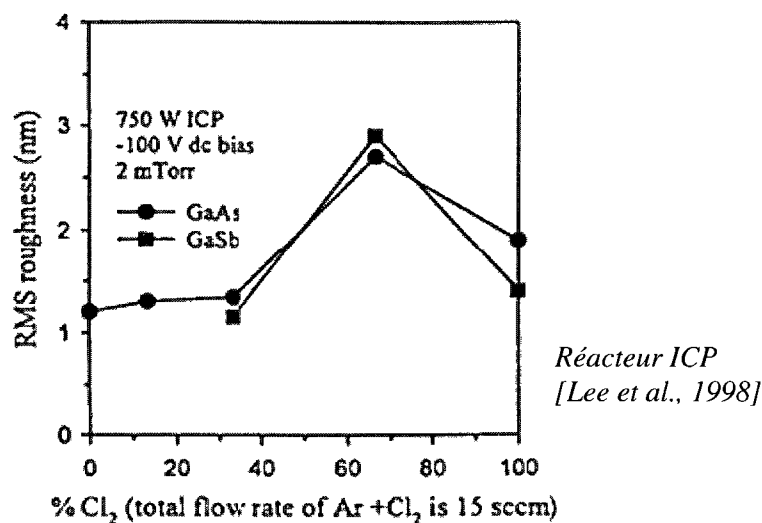


Figure 5.12 : Rugosité de surface du GaAs après une gravure plasma Cl₂/Ar

5.2.2 Chimie BCl₃

Pour les semi-conducteurs à base de GaAs contenant de l'aluminium, la chimie BCl₃ est adaptée. Plusieurs groupes de recherche ont prouvé le fait que le BCl₃ permet des gravures à vitesses égales de l'AlGaAs et du GaAs [Cooperman et al., 1989, Maeda et al., 1999, Lim et al., 2004a]. Ceci confirme que le BCl₃ désoxyde les surfaces et élimine les sources de rugosités. La figure 5.13 montre un plot d'AlGaAs gravé sur 1,5 µm de profondeur pour lequel la rugosité de surface est passée de 3-4 Å à 5,7 Å après gravure [Lim et al., 2004a]. Une analyse XPS a également montré que la stœchiométrie reste inchangée.

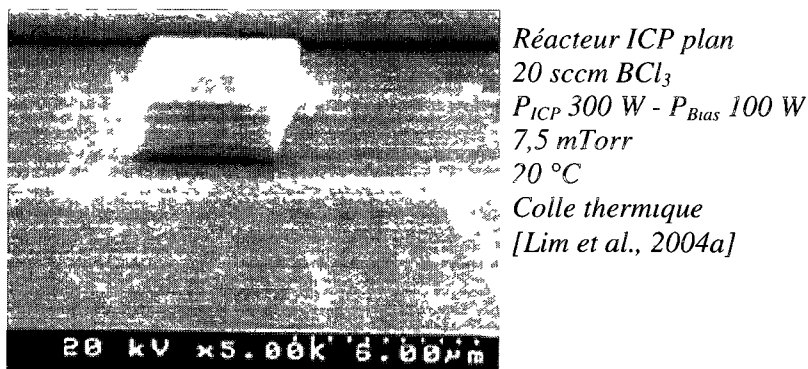


Figure 5.13 : Al_{0.2}Ga_{0.8}As gravé 3 min, 1,2 µm de profond, masque en photorésine

La figure 5.14 montre les résultats d'une autre étude de la rugosité de surface avec une chimie BCl_3 dans un réacteur ICP [Maeda et al., 1999]. À des puissances modérées, le réacteur ICP ne produit pas de rugosité significative sur la surface avec ces chimies $\text{BCl}_3 - \text{N}_2$ ou Ar. Ceci est confirmé dans un réacteur planaire avec lequel la rugosité de surface de l' AlGaAs est passée de 0,39 nm à 0,57 nm après une gravure de 1,2 μm avec 20 sccm de BCl_3 , 100 W P_{Bias} et 300 W P_{ICP} à 7,5 mTorr [Baek et al., 2003].

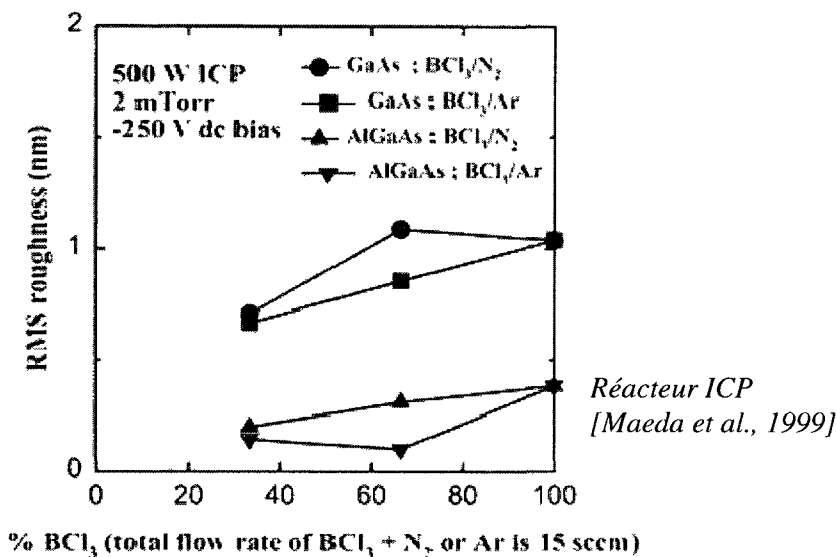


Figure 5.14 : Rugosité de surface après une gravure de 1 μm , mesurée sur 5*5 μm^2

Comme pour le Cl_2 , différents gaz inertes ont été ajoutés au BCl_3 afin d'optimiser l'anisotropie et le taux de gravure. Ces gaz aident à la dissociation du BCl_3 , ce qui augmente la densité de Cl atomique très réactif, donc la vitesse de gravure. Le tableau 5.11 présente différentes vitesses de gravure en fonction des gaz ajoutés au BCl_3 et des réacteurs utilisés.

Tableau 5.11 : Vitesse de gravure en fonction du flux de BCl_3 -Gaz Inerte

Chimie	Matériau	% de BCl_3 du flux total	$V_{G \text{ max}}$ (nm/min)	Réacteur	Références
BCl_3/H_2	GaAs/AlGaAs	13	380	ICP	[Maeda et al., 1999]
BCl_3/N_2	GaAs/AlGaAs	66	1200	ICP	[Maeda et al., 1999]
	GaAs	75	850	ICP	[Shul et al., 1997]
BCl_3/Ar	GaAs/AlGaAs	25	650	ICP plan	[Lee et al., 2004a]
	GaAs/AlGaAs	66	330	ICP	[Maeda et al., 1999]
	GaAs	75	90	RIE	[Cooperman et al., 1989]
BCl_3/Ne	GaAs	25	1300	ICP plan	[Lee et al., 2004b]

Lorsque le flux de BCl_3 augmente, la concentration de Cl atomique augmente pour réagir avec le matériau ce qui hausse la vitesse de gravure. La gravure est limitée chimiquement. Ensuite, après un seuil qui diffère pour chaque gaz, la vitesse de gravure décroît. Dans le cas du H_2 , des analyses spectroscopiques d'émission optique et de masse montrent que l'hydrogène atomique et le Cl atomique se recombinaient pour former du HCl, il n'y a donc plus les agents chimiques réactifs voulus et le taux de gravure est très faible sur une large plage de fonctionnement. Sans même considérer le fait qu'il y ait du chlorure d'hydrogène dans le réacteur, cette chimie n'est pas très avantageuse. Pour l'azote, l'argon et le néon, la vitesse de gravure suit la même tendance, elle augmente jusqu'à un maximum puis diminue. Au delà du pourcentage seuil de BCl_3 , il n'y a plus suffisamment de bombardement pour aider à la désorption des produits de gravure [Lee et al., 2004a]. Il est notamment observé que l'ajout de N_2 permet d'obtenir des taux de gravure de GaAs/AlGaAs trois fois plus élevés que pour l'ajout d'Ar dans des conditions similaires [Maeda et al., 1999]. La présence de N_2 modifie les schémas réactionnels et soit la dissociation du BCl_3 est plus efficace avec le N_2 (masse atomique 14) qu'avec l'Ar (masse atomique 40), soit la recombinaison des espèces est limitée en présence de N_2 . De plus, l'ajout de Ne (masse atomique 20) par rapport à celui d'Ar double la vitesse de gravure dans un ICP planaire via une meilleure dissociation et une plus grande densité plasma [Lee et al., 2004b].

Enfin, on peut remarquer que la chimie BCl_3 grave moins vite que la chimie Cl_2 [Shul et al., 1997], ceci s'explique par la nature physique du BCl_3 qui génère moins de Cl réactif dans un plasma.

Il est important de prendre en considération que les conditions optimales pour de forts taux de gravure ne correspondent pas forcément aux conditions optimales pour l'anisotropie ou pour l'homogénéité de surface.

5.2.3 Chimie BCl_3 - Cl_2

Une alternative intéressante est un mélange BCl_3 - Cl_2 . Cette chimie permet de combiner les avantages respectifs des deux gaz. L'ajout de BCl_3 au Cl_2 évite ou limite la sous-gravure, l'anisotropie est donc meilleure que pour le Cl_2 seul [Franz et al., 2001] et le mélange Cl_2 - BCl_3 augmente la vitesse de gravure [Franz, 1998] en augmentant la concentration en Cl_2^+ et

Cl^+ . Dans le cas de l'ajout de Cl_2 au BCl_3 , plus d'espèces réactives sont créées dans le plasma ce qui augmente la vitesse de gravure. Dans le cas de l'ajout de BCl_3 au Cl_2 , la tendance naturelle du chlore à former des ions chargés négativement est contre balancée par le BCl_3 qui a la capacité d'accepter une paire d'électrons supplémentaire [Franz, 1998]. La réaction concernée serait

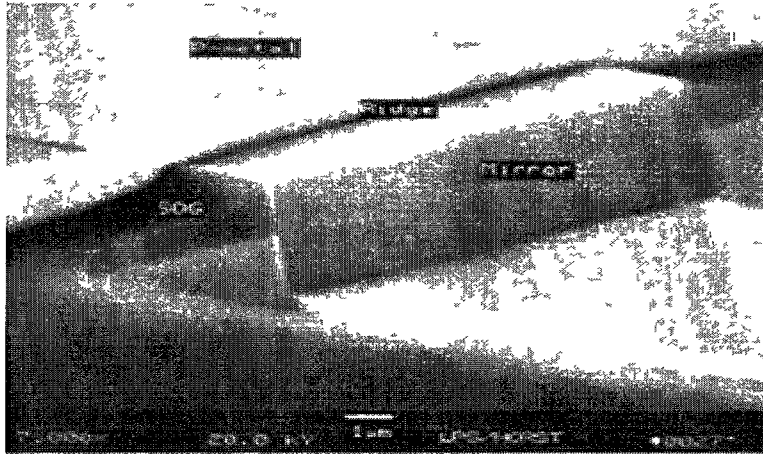


Avec l'astérisque qui indique que la molécule est excitée.

Dans un réacteur haute densité ECR, il a été prouvé que l'ajout de BCl_3 au Cl_2 est également utile pour minimiser l'oxydation de l'AlGaAs donc pour obtenir une gravure non sélective, quelle que soit la concentration en aluminium de la couche [Constantine et al., 1995]. Une étude similaire dans un réacteur ICP obtient des gravures non sélectives sur toute la plage d'expérience, c'est-à-dire, même sans BCl_3 [Agarwala et al., 1998]. Ce résultat est attribué à un fort bombardement ionique qui grave vite et qui empêche la formation d'oxyde à la surface de l'AlGaAs. Les paramètres de l'étude ECR donnent une tension de polarisation entre -30 et -70 V tandis que les paramètres de l'étude ICP donnent cette tension de polarisation à -100V. Cette différence peut justifier cette contradiction : une polarisation de -100V est peut-être suffisante pour pulvériser l'oxyde d'aluminium efficacement.

Différents gaz neutres ont également été ajoutés à cette chimie $\text{BCl}_3\text{-Cl}_2$: Ar [Constantine et al., 1995, Agarwala et al., 1998, Franz, 1998, Deichsel and Franz, 2004], N_2 [Constantine et al., 1995]. Une étude paramétrique par plan d'expérience de cette chimie plasma $\text{BCl}_3\text{-Cl}_2\text{-Ar}$ dans un réacteur ICP montre que la vitesse de gravure augmente linéairement avec les flux de gaz chlorés, avec une influence dominante pour le flux de Cl_2 [Agarwala et al., 1998]. Ceci s'explique par la dissociation plus facile du Cl_2 que du BCl_3 , donc par la création de plus de Cl ou de Cl^+ à la surface. On peut en conclure que cette gravure est limitée chimiquement par la quantité de réactif (ou limitée par la diffusion). Cette étude a permis à ses auteurs d'optimiser leur recette afin d'obtenir des gravures lisses et anisotropes pour fabriquer des lasers créneau en GaAs/AlGaAs avec des facettes miroirs gravées [Horst et al., 1997]. La figure 5.15 montre une de ces facettes. Le courant de seuil pour le fonctionnement de ce laser est comparable avec celui d'un laser avec la même longueur de cavité aux facettes clivées, ce qui en fait un résultat intéressant pour notre étude.

Nous avons utilisé cette recette comme point de départ pour nos expériences. La seule incertitude concernant cette chimie est avancée par Franz et al qui soutient qu'ajouter du Cl_2 au BCl_3 détériore la surface [Franz et al., 2001].



Masque photorésine
 Porte-échantillon en saphir
 Vacuum grease
 28°C
 $\text{BCl}_3:\text{Cl}_2$ 10:2,5 sccm
 5 mTorr
 P_{ICP} 500W
 P_{Bias} 50 W, V_{Bias} -100 V
 [Horst et al., 1997]

Figure 5.15 : Facette miroir d'un laser en AlGaAs fabriquée par gravure plasma

5.2.4 Autres chimies

5.2.4.1 Chimie SiCl_4

Le SiCl_4 est aussi fréquemment utilisé comme alternative au Cl_2 en offrant plusieurs avantages. Une comparaison directe entre les plasmas Cl_2/Ar et SiCl_4/Ar pour la gravure RIE du GaAs et de l'AlGaAs montre que le SiCl_4 donne des surfaces plus lisses, des gravures plus anisotropes et avec moins de résidus en surface que le plasma de Cl_2 [Pearton et al., 1990]. En revanche, dans la plupart des conditions, le Cl_2 donne de plus forts taux de gravure que le SiCl_4 probablement à cause de la plus forte concentration de radicaux qu'il crée. Par ailleurs, l'ajout d' O_2 au SiCl_4 formerait une fine couche d'oxyde de silicium sur les flancs de gravure, une couche inhibitrice, qui améliorerait la verticalité des flancs lors d'une gravure de GaAs [Murad et al., 1996, Krauss et al., 1997]. Ce dépôt a été caractérisé au moyen d'une analyse dispersive en énergie (EDX) [Golka et al., 2007]. Les parois du GaAs sont couvertes de $\text{SiO}_2:\text{Cl}$ même sans oxygène ajouté au SiCl_4 . Cependant, lors des procédés de gravure, ce dépôt apparaissait également sur les parois de la chambre plasma pour finir par se détacher

après 10 heures de procédé. La solution pour ne pas contaminer la chambre est de faire un nettoyage par plasma SF_6/O_2 [Golka et al., 2007].

Le réacteur disponible à l'université de Sherbrooke ne dispose pas de ligne de gaz fluorée. Les premiers tests ont conduit à l'ouverture de la chambre pour un nettoyage du réacteur. D'autres chimies ont donc été abordées.

5.2.4.2 Chimie CH_4/H_2

La chimie de gravure CH_4/H_2 a été développée comme une alternative aux chimies chlorées pour graver les matériaux à base d'InP [Cheung et al., 1987]. Mais cette chimie grave tous les composés III-V à température ambiante avec des morphologies à faible rugosité. Cependant, les taux de gravure sont considérablement réduits par rapport à la chimie chlorée. Les décharges CH_4/H_2 synthétisent du polymère qui se dépose sur les parois du réacteur et sur l'échantillon. À moins d'un contrôle très précis, ce dépôt dégrade l'anisotropie et génère de la rugosité. L'ajout d' O_2 à cette chimie permet de minimiser le dépôt de polymère solide sur les surfaces de la chambre et de l'échantillon [Li et al., 2007]. Toutefois, il faut alors utiliser un masque métallique ou diélectrique. Le dernier inconvénient de cette recette est que l' H_2 peut passiver les dopants du matériau [Ren et al., 1995a]. Ces différents éléments font que d'autres chimies seront prises en compte dans le cadre de ce projet.

5.2.4.3 Chimie CFC (Chlorofluorocarbure)

La gravure plasma de l'AlGaAs/GaAs peut aussi être réalisée avec des gaz chlorofluorocarbure (CFC) (CCl_4 , CCl_2F_2 ,...). Ces gaz sont complètement halogénés, ils ne contiennent plus d'hydrogène. Leur intérêt principal provient de leurs propriétés : inerte, stable, ininflammable et non toxique, ainsi que leurs prix de fabrication. En revanche, les CFC émis dans l'atmosphère se décomposent sous l'effet des rayons UV et détruisent la couche d'ozone. Ils sont beaucoup plus destructeurs que le CO_2 . C'est pourquoi leur utilisation est interdite depuis 1996 au Canada et dans tous les pays signataires du protocole de Montréal.

5.2.5 Influence de la pression

La pression gazeuse dans le réacteur influence essentiellement la vitesse de gravure et moins fortement l'anisotropie. Pour les chimies Cl_2 [Pearton et al., 1990, Shul et al., 1997, Braive et al., 2009] ou les chimies $\text{BCl}_3\text{-Cl}_2$ [Agarwala et al., 1999], les auteurs ont montré qu'une augmentation de la pression augmente la quantité et le temps de résidence des radicaux chlorés, entraînant un effet similaire sur la vitesse de gravure, tel qu'illustré à la figure 5.18.a). En revanche, dans une chimie BCl_3 , au-dessus d'un seuil de pression, une analyse par spectroscopie d'émission montre que les BCl_x et les Cl se recombinaient [Maeda et al., 1999] ce qui diminue fortement la vitesse de gravure [Baek et al., 2003, Lee et al., 2004b, Lim et al., 2004a]. Ce résultat est illustré à la figure 5.16.

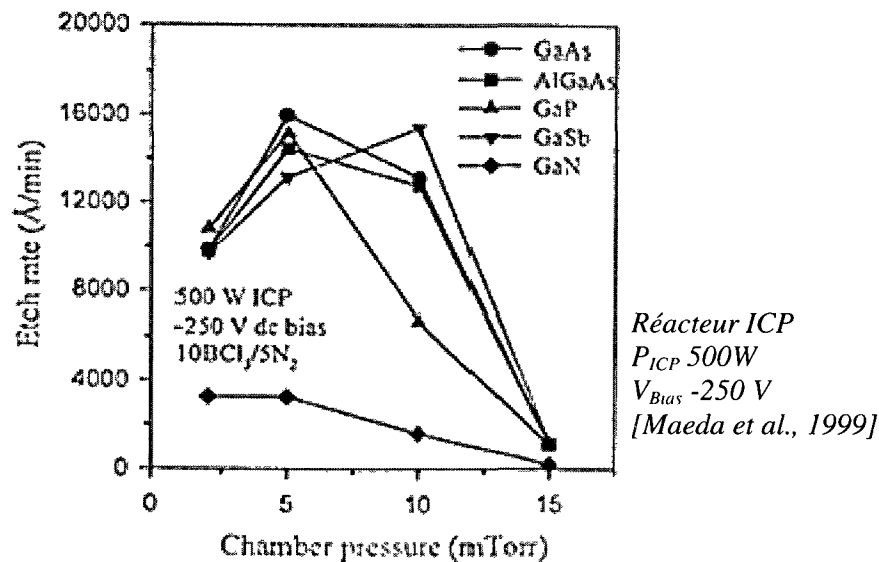


Figure 5.16 : Taux de gravure de l'AlGaAs et du GaAs en fonction de la pression

À « haute » pression, l'évacuation des produits de gravure par diffusion est plus difficile dans les petites ouvertures comme des cristaux photoniques, les espèces se redéposent et la gravure est limitée [Braive et al., 2009]. Ceci s'explique également par l'augmentation du nombre de collisions qui fait baisser la température des électrons, ce qui diminue l'énergie des ions et la densité de radicaux donc la vitesse de gravure.

En parallèle, lorsque la pression augmente, le mécanisme de gravure dominant passe de physique à équilibre physique-chimique à chimique. Donc, des profils anisotropes (équilibre chimique-physique) peuvent devenir isotropes ou présenter du *bowing* quand la pression

augmente à cause de la distribution angulaire des ions qui s'élargit avec les collisions [Pearson et al., 1990, Braive et al., 2009], du temps de résidence et de la densité des espèces réactives qui augmentent [Shul et al., 1997]. Un exemple de l'isotropie qui augmente avec la pression est illustré à la figure 5.17 [Braive et al., 2009].

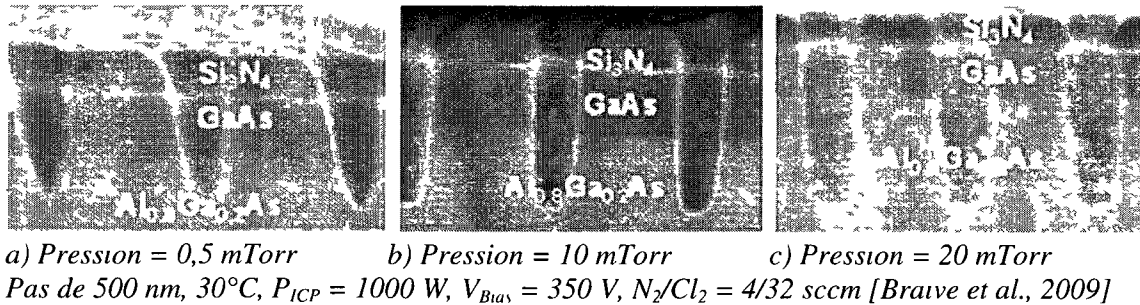


Figure 5.17 : Profils de tranchées en AlGaAs/GaAs en fonction de la pression

Enfin, les chimies qui engendrent un dépôt de polymère voient également leur vitesse de gravure diminuer avec la pression. Les dissociations sont moins efficaces et l'équilibre dépôt-gravure est défavorable [Pearson et al., 1996].

5.2.6 Influence des puissances P_{ICP} et P_{Bias}

Les densités des radicaux et des ions augmentent avec P_{ICP} et l'énergie des ions augmente avec P_{Bias} , ces deux paramètres accélèrent la vitesse de gravure V_G [Baek et al., 2003] quelle que soit la chimie utilisée. La figure 5.18 montre que la vitesse de gravure de l'AlGaAs/GaAs dans une chimie BCl_3-Cl_2 est linéairement proportionnelle à V_{Bias} , via l'augmentation du bombardement ionique, et augmente aussi avec P_{ICP} et la pression, via l'augmentation de la densité d'espèces chlorées réactives [Agarwala et al., 1999]. Dans ces conditions d'utilisation, P_{ICP} a l'influence maximale et P_{Bias} l'influence minimale sur la vitesse de gravure : cette vitesse dépend de la densité des espèces réactives, du temps de résidence puis de l'énergie des ions qui bombardent.

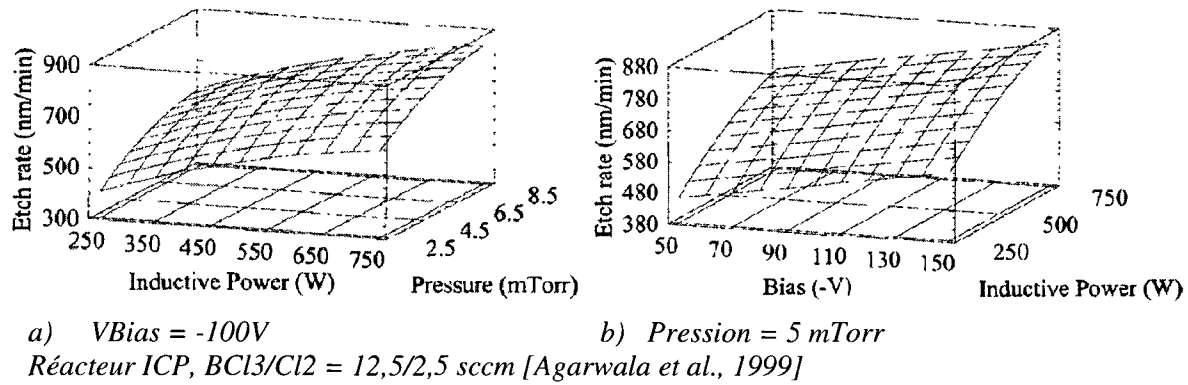


Figure 5.18 : Vitesse de gravure de l'AlGaAs/GaAs en fonction de la Pression, P_{ICP} et P_{Bias}

Dans les réacteurs qui présentent de fortes densités ioniques, comme l'ICP, on peut atteindre un régime de saturation, voire de décroissance de la vitesse de gravure, alors que la densité ionique est maximale, comme illustré à la figure 5.19. Cela s'explique par une réduction de l'énergie des ions [Shul et al., 1997, Hahn et al., 1999] et/ou un bombardement ionique excessif qui engendre la désorption des radicaux de chlore avant qu'ils n'aient eu le temps de réagir avec la surface [Pearton et al., 1990, Shul et al., 1997, Hahn et al., 1999, Maeda et al., 1999].

Bien sûr, quand ces puissances augmentent, la vitesse de gravure du masque utilisé, quel qu'il soit, augmente aussi et généralement la sélectivité diminue.

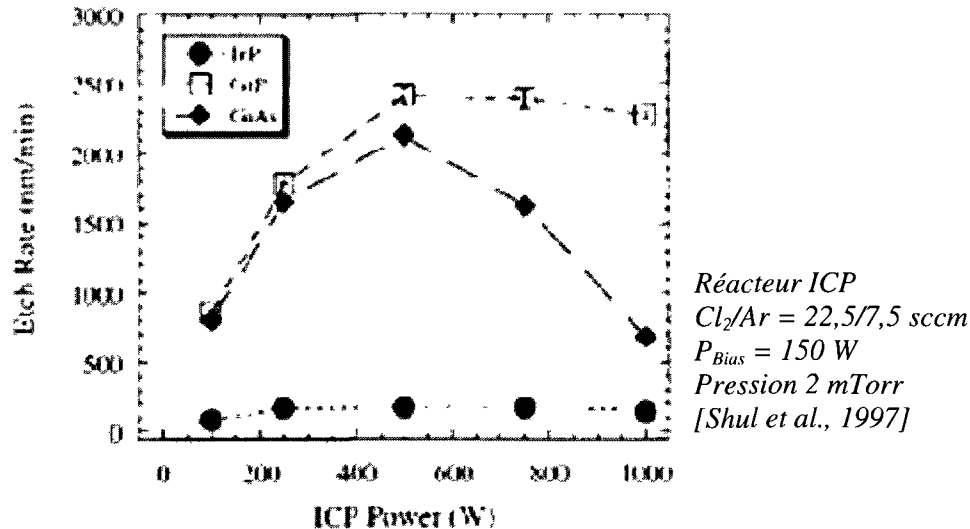
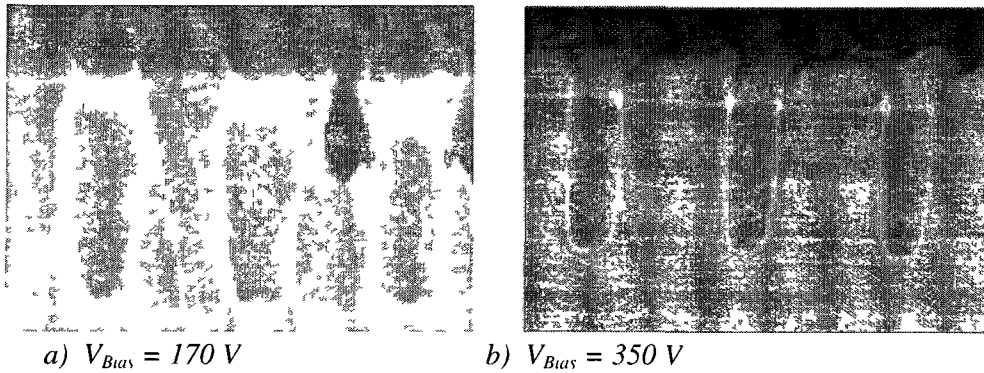


Figure 5.19 : Vitesse de gravure de GaAs décroissante pour les fortes P_{ICP}

P_{ICP} et P_{Bias} ont également une influence sur l'anisotropie des gravures [Braive et al., 2009]. La figure 5.20 montre que les profils deviennent plus verticaux quand V_{Bias} augmente : À très faible V_{Bias} , le bombardement ne parvient pas à enlever efficacement les produits de gravure à la surface, car les ions ne sont pas suffisamment énergétiques. La gravure ne se fait pas de façon homogène et les flancs deviennent rugueux. Pour les V_{Bias} plus élevés, autour de 170 V, le bombardement favorise la désorption des produits de gravure et l'adsorption des réactifs. Mais c'est insuffisant, les profils sont toujours un peu bombés (*Bowing*). Pour des V_{Bias} très élevés, autour de 350 V, les profils sont verticaux sans rugosité apparente. Il est important de noter que le masque peut s'éroder ce qui crée des pentes positives sur le dessus des structures.



a) $V_{Bias} = 170$ V b) $V_{Bias} = 350$ V
Pas de 500 nm, 30°C, P_{ICP} 1000W, Pression 10 mTorr, N_2/Cl_2 4/32 sccm [Braive et al., 2009]

Figure 5.20 : Profils de tranchées dans de l'AlGaAs/GaAs en fonction de V_{Bias}

De la même façon, l'influence de P_{ICP} est illustrée à la figure 5.21 [Braive et al., 2009]. Pour une faible puissance ICP, la concentration d'espèces réactives est trop faible et la gravure est dominée par la pulvérisation, ce qui cause des profils pentus et rugueux. Lorsque P_{ICP} augmente, le flux d'ions et la densité d'espèces réactives augmentent, ce qui améliore la surface des gravures et les profils. Cette amélioration s'explique par de meilleurs mécanismes d'adsorption et de désorption.

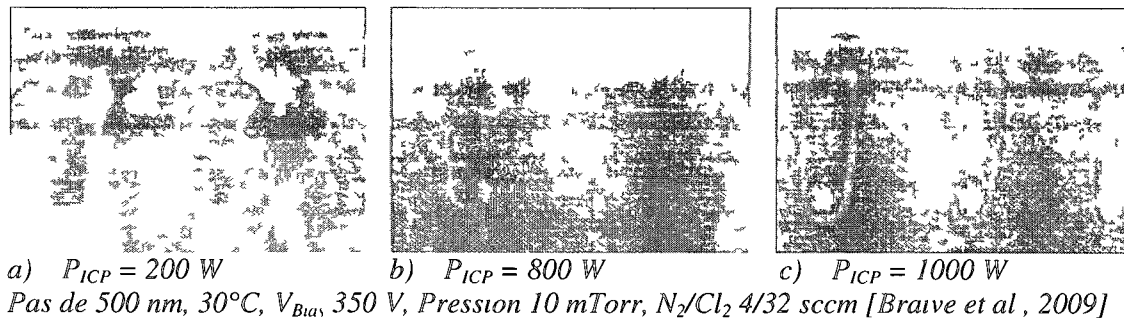
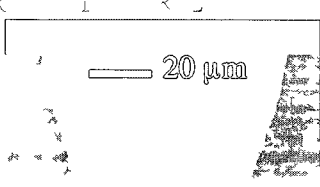
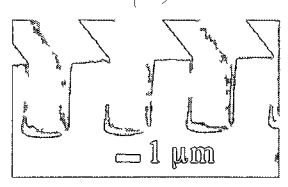
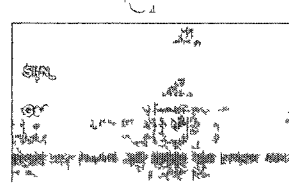
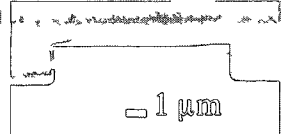
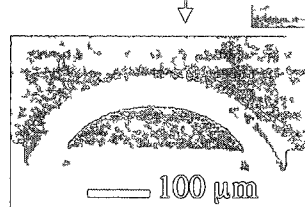


Figure 5.21 Profils de tranchées dans de l'AlGaAs/GaAs en fonction de P_{ICP}

5.2.7 Anisotropie

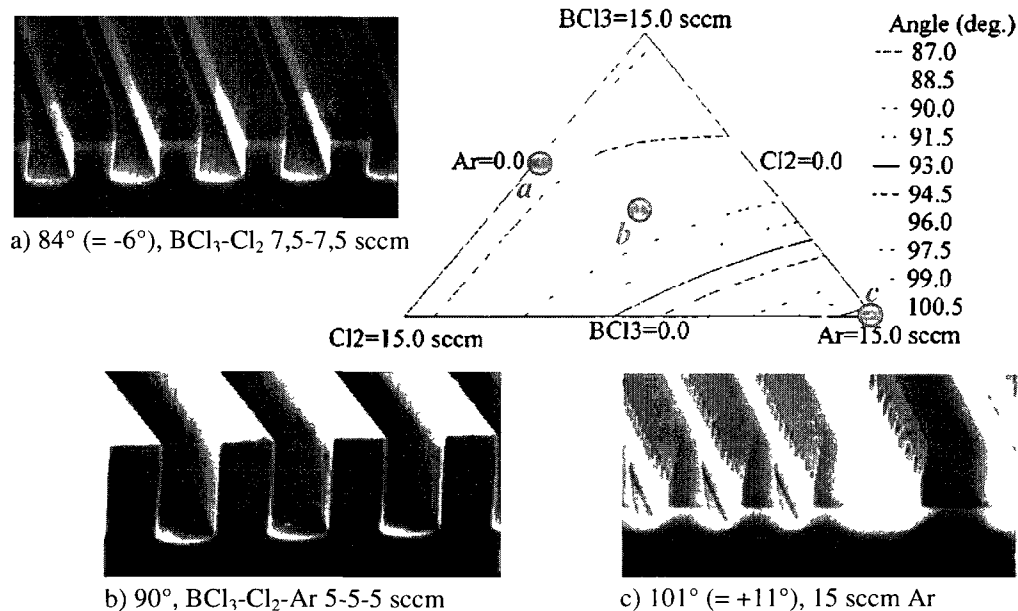
Toutes les gravures référencées ici sont généralement qualifiées d'anisotropes, la propriété ciblée dans ce projet. Mais généralement, les profils ne sont pas caractérisés. Seules quelques mesures de verticalité des flancs se trouvent dans la littérature. Elles sont énumérées dans le tableau 5.12.

Tableau 5.12 Structures anisotropiques à base de GaAs

	[Chih-Cheng et al., 2007]	[Lee et al., 2000a]	[Agarwala et al., 1998]	[Lee et al., 1996]	[Braive et al., 2009]
Pente des flancs	$> 11^\circ$	-3°	0°	$2 \text{ à } 0^\circ$	$-3 \text{ à } 7^\circ$
Matériau	GaAs	GaAs	GaAs	AlGaAs/GaAs	AlGaAs/GaAs
Structure	Via	Creneau	Creneau	Creneau	Cristaux photoniques
					

L'ordre de grandeur des dimensions, micrométrique ou nanométrique, ainsi que le rapport d'aspect des structures sont à considérer pour pouvoir comparer les résultats. Par exemple, la première recette de gravure développée dans ce projet pour des structures submicrométriques n'est pas parfaitement compatible avec les structures submicrométriques à fort rapport d'aspect (5.3.3).

Les influences de la pression et des puissances sur l'anisotropie ont été présentées aux paragraphes 5.2.5 et 5.2.6. La figure 5.22 synthétise une étude par plan d'expérience de l'influence de la composition de la chimie (BCl_3 - Cl_2 -Ar) sur l'inclinaison des flancs de GaAs/AlGaAs [Agarwala et al., 1998].



*Figure 5.22 : Lignes de contour de l'inclinaison des flancs en fonction de la chimie
Les images montrent des cas particuliers qui sont représentés
par des points sur le graphique [Agarwala et al., 1998]*

La tendance montre que les chimies contenant un fort pourcentage d'Ar donnent des profils fortement positifs, typiques d'un procédé de gravure physique. Les inclinaisons négatives sont obtenues pour de fortes quantités d'espèces chlorées, typiques des gravures chimiques. La

verticalité est obtenue pour des compositions intermédiaires. Cette tendance avait déjà été observée dans un réacteur RIE avec une chimie $\text{BCl}_3\text{-Ar}$ [Cooperman et al., 1989].

Par ailleurs, l'anisotropie est souvent le résultat d'un dépôt d'une couche inhibitrice sur les surfaces du matériau à graver qui empêche la gravure latérale. Une revue de littérature détaillée de ce sujet est présentée au paragraphe 6.1.

5.2.8 Rugosité

La rugosité des surfaces gravées se divise en deux catégories : la rugosité de fond de motif et les rugosités latérales des flancs des gravures. La première a été abordée à plusieurs reprises dans cette section. En revanche, quand elle devient trop importante, c'est un défaut de gravure appelé *grass* (herbage). Le *grass* est un défaut classique des gravures d'InP [Carlstrom et al., 2006], en revanche, même s'il a été observé plusieurs fois sur GaAs, une seule étude a été publiée. Elle est illustrée à la figure 5.23 [Nam et al., 2000]. Les auteurs attribuent l'apparition du *grass* aux défauts de surface induits par l'amincissement mécanique combiné à un faible bombardement ionique. Un prétraitement par bombardement d'Ar a permis de supprimer ce défaut.

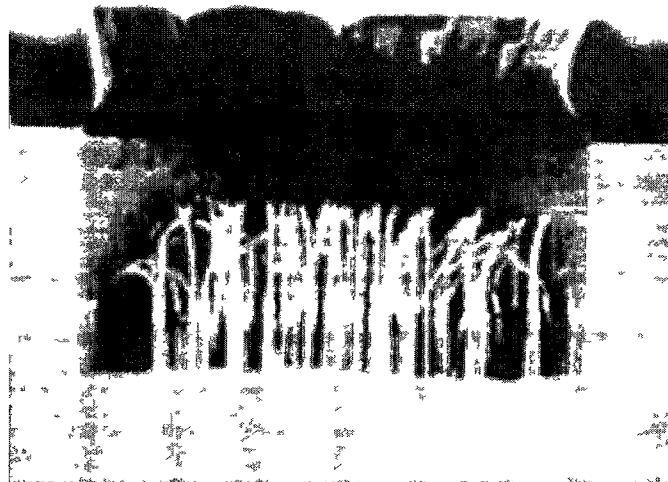


Figure 5.23 : *Grass* dans un via en GaAs
[Nam et al., 2000]

Lors des expériences réalisées dans le cadre de ce projet, le *grass* a pu être observé. La figure 5.24 en est une illustration. Comme ce défaut est apparu seulement dans des conditions de fort dépôt de couche inhibitrice, il serait intéressant d'étudier si un lien entre ces deux phénomènes existe, à l'instar de la gravure cryogénique avec l'apparition du silicium noir [Dussart et al., 2005].

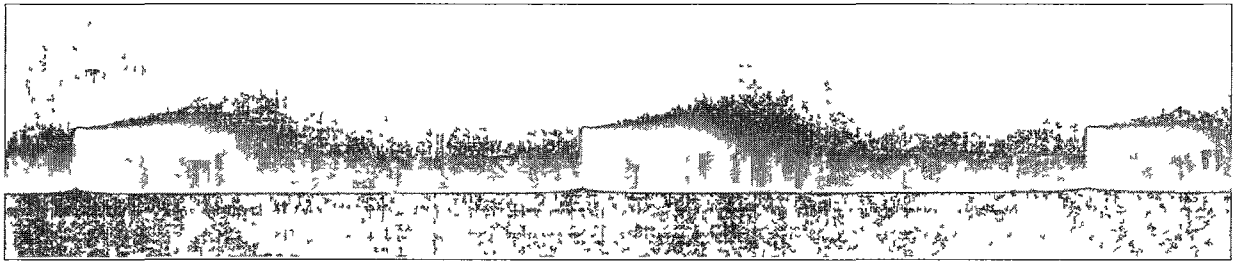
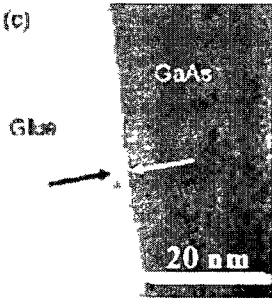
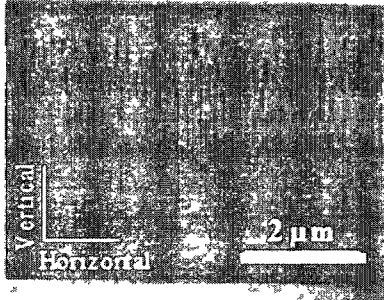
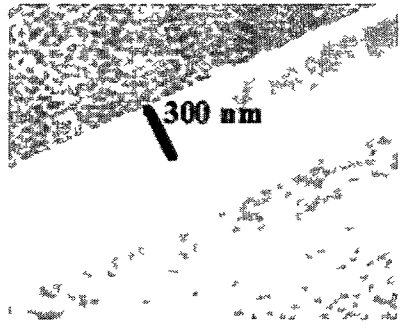


Figure 5.24 : Herbage sur GaAs obtenu à Sherbrooke

Quant à la rugosité latérale, elle est quasi indépendante de la gravure quand cette dernière est anisotrope. Cette rugosité est le résultat d'un transfert dans le semi-conducteur de la rugosité initiale des bords du masque de gravure utilisé [Chakrabarti et al., 1991]. Au départ, l'électrorésine lithographiée puis développée n'est pas parfaitement lisse. Par exemple, l'électrorésine positive ZEP520 produit une rugosité latérale inférieure à 5 nm, tandis que le PMMA donne une rugosité qui avoisine le nanomètre. Cependant, une électrorésine négative comme la maN2403 présente une rugosité latérale plus importante due à la réticulation des chaînes de polymères. Ces rugosités sont transférées dans le masque dur en diélectrique ou en métal. Le métal est composé de grains qui peuvent également augmenter cette rugosité latérale [Youtsey and Adesida, 2000].

Dans les applications photoniques, il est particulièrement important de minimiser ces rugosités afin de minimiser les pertes lumineuses par diffusion de la lumière comme cela a été expliqué au chapitre 3. Ces rugosités sont particulièrement difficiles à caractériser et sont généralement estimées suite à des observations par microscopie électronique. Quelques exemples de rugosités latérales sont montrés dans le tableau 5.13.

Tableau 5 13 Rugosités sur les flancs de gravure

	[Braive et al., 2009]	[Deichsel and Franz, 2004]	[Lauvernier et al., 2006]
Matériau	GaAs	GaAs/AlGaAs	GaAs
Observation	11 M	MEB	MEB
Rugosité estimée	Quelques nm	100 nm pic à pic	15 – 20 nm (estimation personnelle)
(c)			

La rugosité de quelques nanomètres [Braive et al., 2009] est adaptée à notre étude. Cependant, le plan analysé est-il le plan vertical ou horizontal du flanc ? En s'appuyant sur les autres photographies, la rugosité maximale se trouve clairement dans le plan horizontal de la gravure, ce qui concorde avec les rugosités potentielles des masques de gravure

Afin de réduire cette rugosité latérale, plusieurs approches sont envisageables pour l'avenir, telles que l'oxydation des surfaces d'AlGaAs [Liang and Hall, 2007], comme indiqué à la figure 5.25, ou encore un traitement par plasma sur les résines afin d'homogénéiser les flancs avant de transférer le motif dans le semi-conducteur ou dans le masque dur [Constantoudis et al., 2009]

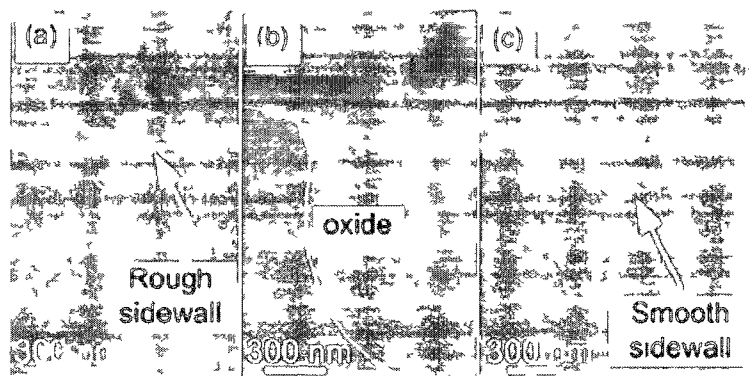


Figure 5.25 Créneau en $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ gravé par plasma, oxydé puis désoxydé [Liang and Hall, 2007]

5.3 Gravure de structures micrométriques

Pour de nombreux dispositifs optoélectroniques, les conditions de fonctionnement optimales dépendent de la verticalité et de la non-rugosité des facettes gravées par plasma. Le moindre degré de rugosité sur les flancs peut causer la diffusion de la lumière et donc des pertes d'intensité au cours de la propagation. Le cahier des charges est donc strict, avec une inclinaison qui ne doit pas dépasser quelques degrés par rapport à la verticale et une rugosité la plus faible possible (quelques nanomètres).

La recette de gravure initiale est celle fournie par STS, le fabricant du réacteur plasma ICP utilisé à l'Université de Sherbrooke. Cette recette est détaillée dans le tableau 5.14.

Tableau 5.14 : Recette de gravure STS

Chimie		Puissances			
Cl ₂	7 sccm	P_{ICP}	600 W	Pression	10 mTorr
N ₂	23 sccm	P_{Bias}	50 W	Température	20°C
				Porte-échantillon en céramique	

Cette recette ne contient pas de BCl₃ dont l'utilité a été prouvée au paragraphe 5.2.2. Nous avons donc utilisé la recette mentionnée dans la revue de littérature (5.2.3) [Horst et al., 1997] et détaillée dans le tableau 5.15.

Tableau 5.15 : Recette de gravure Horst et al.

Chimie		Puissances			
Cl ₂	2,5 sccm	P_{ICP}	500 W	Pression	5 mTorr
BCl ₃	10 sccm	P_{Bias}	50 W	Température	28°C
		V_{Bias}	- 100 V		
				Masque en photorésine	
				Porte-échantillon en saphir	
				Graisse à vide - fixer l'échantillon	

5.3.1 Choix du masque de gravure

Avant de tester et d'optimiser cette recette dans le réacteur du CRN², il est nécessaire de choisir un masque de gravure. Les masques les plus couramment utilisés pour la gravure plasma des III-V sont les métaux (comme Ni, Cr, Ti, Al...), les diélectriques (SiO_x et SiN_x) et les polymères (photorésine et électrorésine). Les métaux ont généralement de très faibles taux de pulvérisation et donnent alors de fortes sélectivités. Ils peuvent également servir de contact métallique à la surface de l'échantillon. Cependant, la taille des grains métalliques limite la non-rugosité latérale des gravures à environ 10 nm, voire 100 nm [Youtsey and Adesida, 2000]. Les diélectriques comme le SiO_x donnent de meilleurs résultats. Cependant, les flancs de gravure les moins rugueux ont été obtenus avec des masques en photorésine.

La gravure plasma du GaAs est réalisée à température ambiante. Cela signifie qu'un masque en photorésine pourrait être compatible avec notre procédé. Les avantages d'un tel masque sont : sa simplicité de fabrication et les rugosités latérales minimales. Nos premiers essais ont donc été réalisés avec des masques en photorésine (AZ et Shipley). La figure 5.26 montre la résine postgravure, elle a boursouflé après seulement quelques dizaines de secondes soumise au plasma haute densité. Cette déformation du polymère change les dimensions des structures et affaiblit le masque à travers lequel la gravure peut avoir lieu localement.

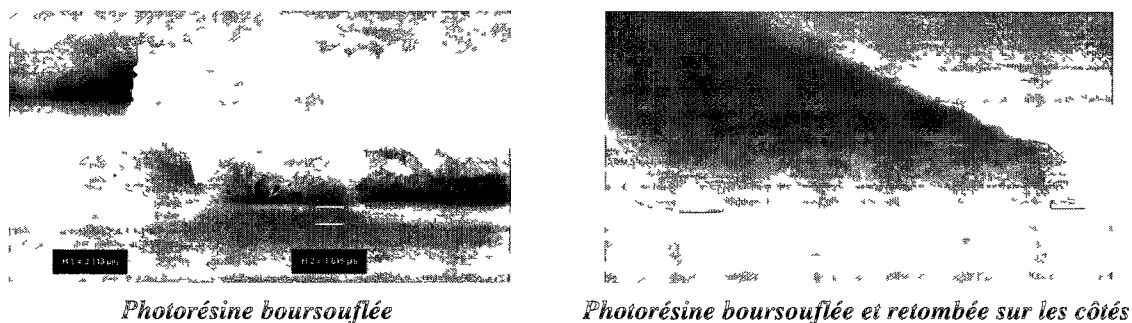
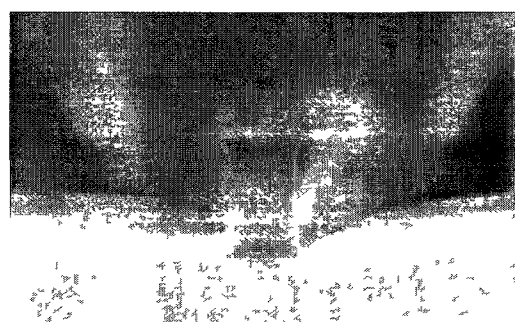


Figure 5.26 : Masques en photorésine boursoufflés pendant la gravure plasma

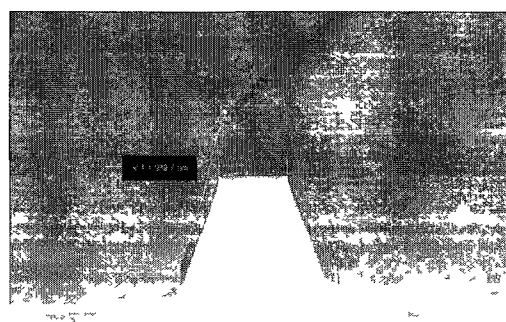
Ce phénomène est reproductible, quelque soit le substrat à graver, la photorésine utilisée (S1813, AZ5214), les recuits (avant et après exposition) et les paramètres de gravure plasma. Ce boursoufflement doit donc être dû à un échauffement pendant le procédé. Pour s'en assurer, des gravures discontinues ont été réalisées avec de longs temps d'arrêt afin de permettre à

l'échantillon de refroidir. Mais le refroidissement dans un réacteur sous vide (quelques mTorr) n'est pas suffisamment efficace et le boursoufflement a uniquement été retardé dans le temps. Une autre alternative a donc été considérée.

L'échange thermique entre l'échantillon et son environnement doit être augmenté afin de pouvoir le refroidir efficacement. Le porte échantillon en céramique est donc remplacé par un substrat de silicium sur lequel les échantillons sont fixés avec de la colle thermique. Ce conditionnement est concluant : le masque en photorésine résiste à la gravure plasma, même sans recuit préalable. La résine ne boursouffle plus, mais elle coule le long des flancs de gravure, influençant son profil, comme le montre les photographies de la figure 5.27. Ce phénomène, reproductible, a été observé dans toutes les conditions explorées : S1813, AZ5214E, avec des expositions totales postdéveloppement aux UV, des recuits durs (125°C pendant 25 min).



Profil du masque de photorésine avant gravure



*Profil obtenu après la gravure
1,93 µm de hauteur, Pente positive de 25°*

Figure 5.27 : Masque en photorésine déformé pendant la gravure

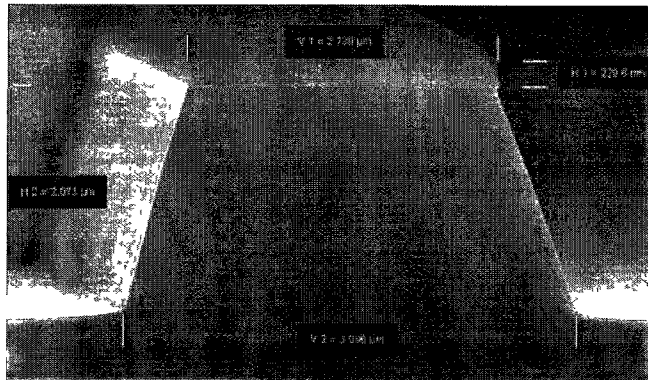
Si les résines sont exposées à des températures supérieures à leur température de transition vitreuse (généralement autour de 120 °C), elles se ramollissent et se déforment. Nous pouvons donc supposer que la surface de l'échantillon, où se trouve le masque, est soumise à un bombardement ionique intense qui élève la température au-dessus de la température de transition vitreuse de la photorésine. Ce phénomène justifie l'utilisation de masques durs (métal, SiO₂, Si₃N₄...) pour les gravures plasma haute densité.

Un masque de gravure en dioxyde de silicium (SiO_2) déposé par PECVD est donc le masque utilisé lors de ces travaux de recherche. Le procédé de fabrication global des échantillons a été présenté en détail au chapitre 4. Pour résumer, le masque en SiO_2 est structuré avec un masque en photorésine, ou en électrorésine, et une gravure ICP fluorée.

5.3.2 Optimisation de la recette de gravure

La figure 5.28 montre le premier échantillon réalisé qui nous a permis de valider le procédé de fabrication avec un masque en SiO_2 . Les parois obtenues avec la recette de *Horst et al* sont lisses, mais non verticales. Il a fallu optimiser la recette de gravure plasma en conservant un porte-échantillon en silicium et la colle thermique.

Pour ce faire, nous avons commencé par faire varier les paramètres tels que la chimie plasma, les puissances et la pression. Faire varier expérimentalement un seul paramètre d'une recette de gravure plasma est une tâche difficile car tous les paramètres sont interdépendants.



Gravure 2,10 μm - Pente positive 15°
 $\text{SiO}_2 : \text{GaAs} = 1 : 11$
 $\text{ER}(\text{SiO}_2) = 20 \text{ nm/min}$
 $\text{ER}(\text{AlGaAs}) = 220 \text{ nm/min}$
Porte échantillon en silicium
Colle thermique

Figure 5.28 : Gravure de GaAs initiale à optimiser avec un masque en SiO_2

5.3.2.1 Chimie plasma

L'anisotropie dépend du rapport entre le flux de neutres et le flux d'ions et correspond à un équilibre entre les gravures chimique et physique. La recette initiale de *Horst et al.* ne contient pas de gaz neutre alors qu'un tel gaz est utile à la désorption des produits de gravure. Nous avons donc ajouté de l'argon. Ensuite, comme le Cl_2 se dissocie plus aisément que le BCl_3 , nous avons modifié la gravure chimique en augmentant le flux de Cl_2 .

La figure 5.29 illustre l'évolution de la pente des flancs de gravure en fonction du pourcentage de Cl_2 dans le flux gazeux total. Les paramètres de la gravure sont : une pression de 5 mTorr, P_{ICP} de 500 W, P_{Bias} de 50W, 10 sccm de BCl_3 et trois flux différents d'argon (3, 6 et 10 sccm). Ces courbes montrent que plus la quantité de Cl_2 est importante, plus les profils de gravure évoluent négativement, comportement typique des gravures limitée chimiquement. Par ailleurs, ces résultats confirment que l'argon est important pour l'obtention de profils anisotropes. Lorsque le bombardement ionique est insuffisant pour aider à la désorption, les profils restent positifs.

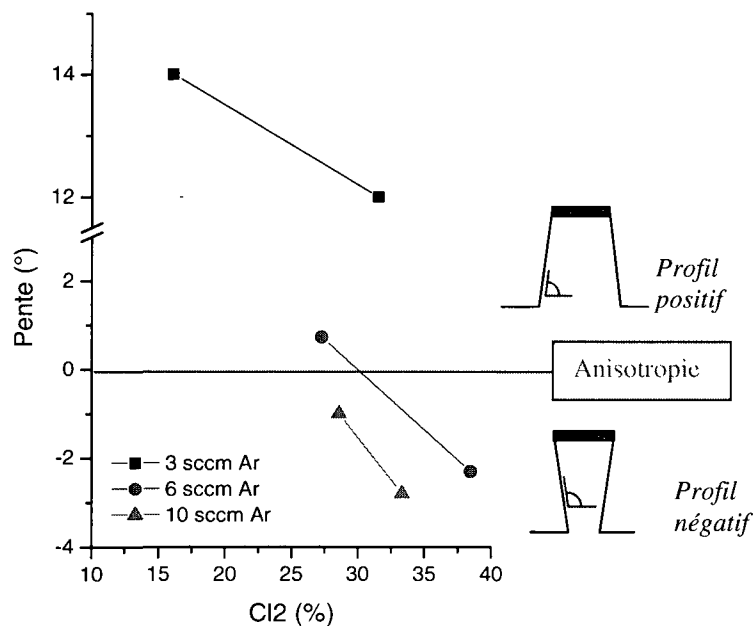


Figure 5.29 : Pente des flancs de gravure du GaAs en fonction du pourcentage de Cl_2

Les schémas associés illustrent les pentes positives et négatives des structures

Par ailleurs, l'augmentation du pourcentage de Cl_2 dans la chimie plasma permet d'augmenter la vitesse de gravure du GaAs et la sélectivité. Ce résultat est illustré à la figure 5.30. Cette observation est cohérente avec la littérature, car plus le flux de Cl_2 est important, plus les espèces réactives chlorées sont présentes et accélèrent la gravure chimique du GaAs [Yoon et al., 2001]. L'augmentation de la sélectivité ($\text{GaAs}:\text{SiO}_2$) s'explique par le fait que le masque de gravure n'est pas gravé plus rapidement par les espèces chlorées.

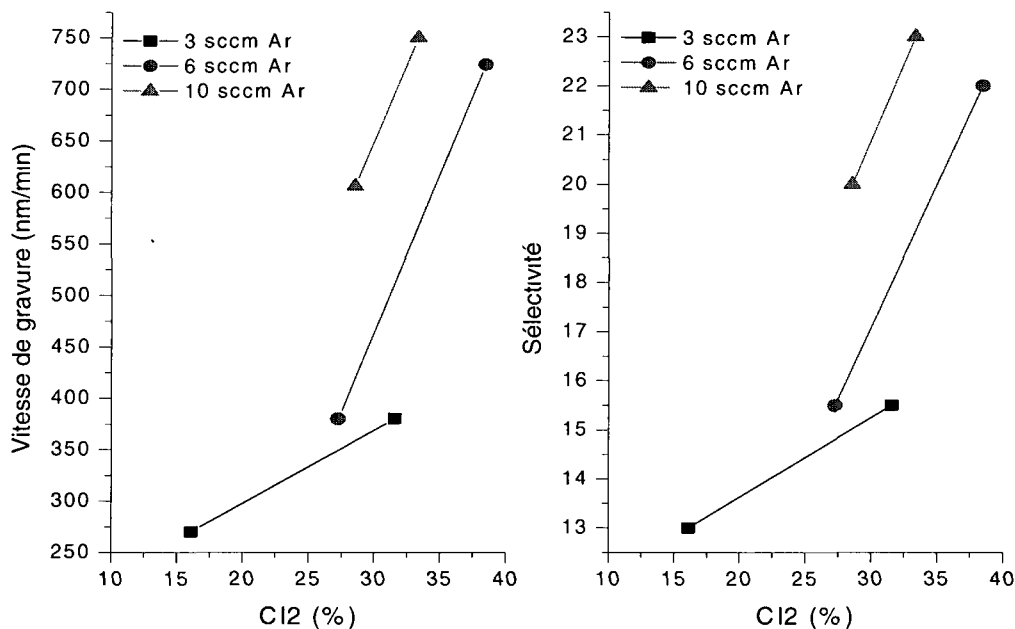


Figure 5.30 : Vitesse de gravure et sélectivité GaAs:SiO₂ en fonction du flux de Cl₂

5.3.2.2 Puissances P_{ICP} et P_{Bias}

L'influence de puissances P_{ICP} et P_{Bias} sur la vitesse de gravure est montrée à la figure 5.31. Les autres paramètres plasma utilisés sont : une pression de 5 mTorr et des débits de 10 sccm de BCl₃, 10 sccm de Cl₂ et 10 sccm d'Ar. La vitesse de gravure augmente avec P_{ICP} . Ceci s'explique par l'augmentation des densités de radicaux et d'ions avec P_{ICP} . En revanche, même si l'énergie des ions augmente avec P_{Bias} , le résultat est inverse : La vitesse de gravure diminue avec P_{Bias} . Cette diminution signifie que le régime particulier expliqué dans la revue de littérature (5.2.6) doit être atteint. Dans celui-ci, le bombardement ionique excessif engendre la désorption des radicaux de chlore avant qu'ils aient eu le temps de réagir avec la surface, ou encore, la réduction de l'énergie des ions, due aux collisions, réduit la désorption des espèces de gravure, même si la densité ionique est maximale.

La sélectivité (GaAs : SiO₂) évolue de la même façon que la vitesse de gravure avec les puissances. Quand P_{ICP} augmente, la vitesse de gravure du GaAs augmente et celle du SiO₂ reste inchangée, la sélectivité augmente. Enfin, quand P_{Bias} augmente, le GaAs se grave moins rapidement, mais le masque en SiO₂ est pulvérisé plus fortement, car les ions sont plus énergétiques, provoquant une diminution de la sélectivité.

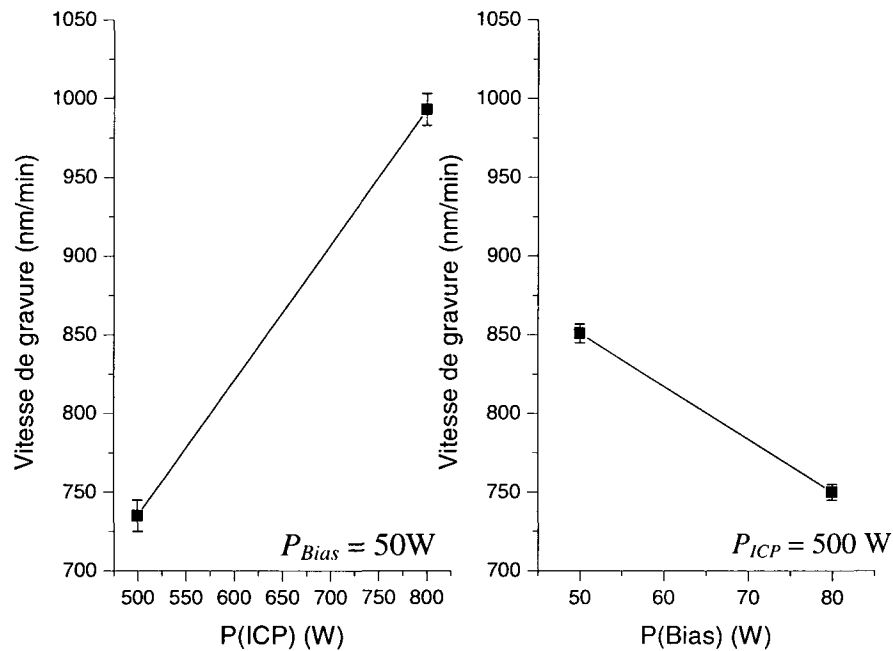


Figure 5.31 : Vitesse de gravure du GaAs en fonction des puissances P_{ICP} et P_{Bias}

5.3.2.3 Pression de travail

Finalement, l'influence de la pression sur la vitesse de gravure a été étudiée. Le résultat est montré à la figure 5.32. La pression dans le réacteur influence fortement la vitesse de gravure, car plus elle augmente plus la quantité et le temps de résidence des radicaux chlorés augmentent et accélère la gravure chimique. La sélectivité suit la même tendance, car le masque de gravure ne se fait pas graver plus rapidement par les radicaux chlorés.

Par ailleurs, quand la pression augmente, la densité d'espèces augmente et les ions ont moins d'énergie à cause des collisions. La gamme de mesure de pression étroite étudiée ne permet de confirmer la tendance des profils à devenir isotropes avec la pression, tel que décrit dans la littérature.

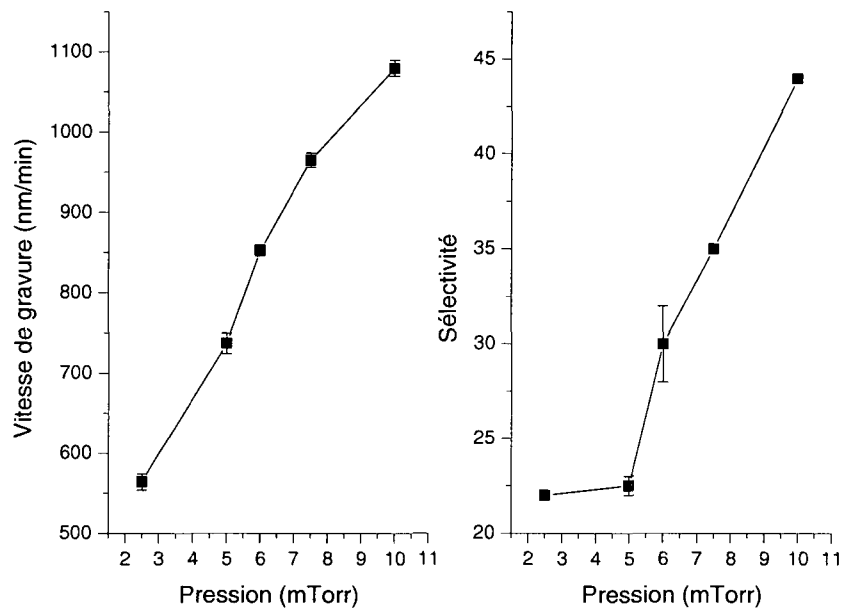


Figure 5.32 : Vitesse de gravure et sélectivité GaAs:SiO₂ en fonction de la pression

5.3.2.4 Recette de gravure optimale

Les études précédentes montrent que la pente des flancs de gravure est influencée majoritairement par la quantité de Cl₂ dans la chimie, tandis que la vitesse de gravure est influencée essentiellement par la pression, par la puissance ICP puis par la quantité de Cl₂. De plus, la rugosité de fond de motif n'est apparue dans quasiment aucune des conditions étudiées. Ces résultats coïncident avec la littérature.

L'objectif étant de fabriquer des guides d'onde avec peu de pertes de propagation, les critères primordiaux sont la qualité (non-rugosité) et l'anisotropie des flancs. De nombreuses conditions de gravure ont été testées afin d'optimiser les conditions plasma. L'annexe A montre une sélection de gravures de GaAs/AlGaAs non concluantes mais esthétiquement attrayantes. La recette de gravure optimale est présentée dans le tableau 5.16 et les résultats sont montrés à la figure 5.34 et à la figure 5.33.

Tableau 5.16 : Recette de gravure optimale

Chimie		Puissances			
Cl_2	10 sccm	P_{ICP}	500 W	Pression	5 mTorr
BCl_3	10 sccm	P_{Bias}	50 W	Température	20°C
Ar	10 sccm				
Masque en SiO_2 PECVD					
Porte-échantillon en silicium					
Colle thermique					

En plus de la reproductibilité et la stabilité, les points forts de cette recette de gravure plasma sont :

- la non-sélectivité : quelle que soit la concentration en aluminium de l'hétérostructure $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$,
- une gravure anisotrope,
- des surfaces lisses sur les fonds de motif,
- des surfaces lisses sur les flancs (exception faite des rugosités provenant du masque),
- une recette en une seule étape.

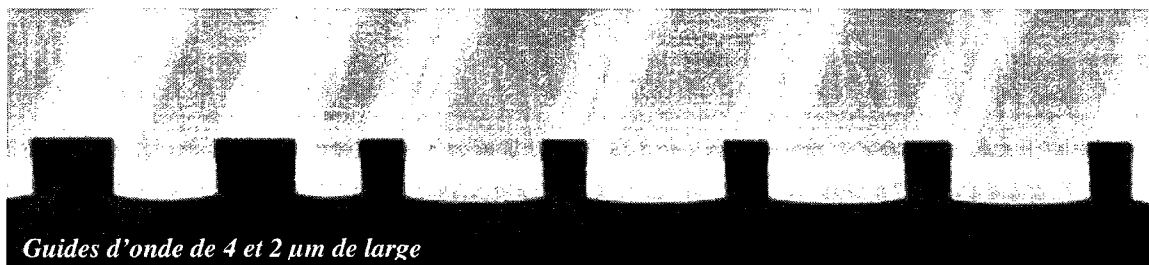


Figure 5.33 : Vue globale de guides d'onde micrométriques

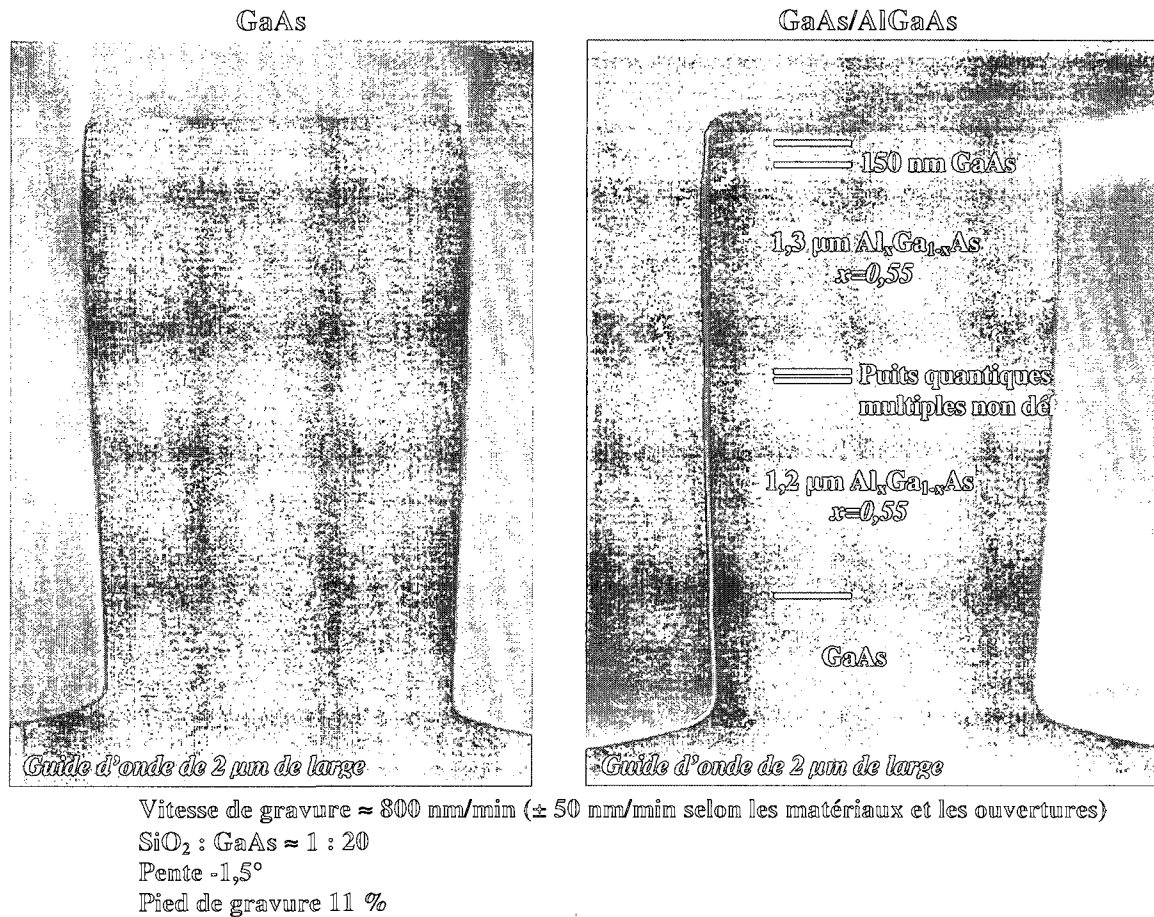


Figure 5.34 : Gravures de GaAs et d'AlGaAs optimisées avec un masque en SiO₂

La recette a été élaborée en janvier 2007 et depuis ces 3 années, seule la vitesse de gravure a évolué. Aujourd'hui, elle est autour de 550 nm/min. Cette réduction est attribuée à l'évolution du réacteur suite aux changements du porte-échantillon et de débitmètres.

5.3.2.5 Rugosité latérale des guides d'onde micrométriques

La rugosité latérale a été mesurée avec un AFM 3D, le Dimension X3D de Veeco Instruments, disponible au LTM-CNRS (Laboratoire des Technologies de la Microélectronique) / CEA-LETI à Grenoble en France. Cet AFM 3D est issu d'un brevet d'IBM en 1995 et exploité depuis 2003 par la société Veeco instruments. Cet outil, installé dans les locaux du LETI en début 2004, fut le premier équipement de ce type installé en Europe.

Nous avons caractérisé un guide d'onde en GaAs/AlGaAs de $1\text{ }\mu\text{m}$ de largeur nominale réalisé par photolithographie classique. Le protocole de mesure [Thiault, 2007] consiste à balayer 100 lignes sur une longueur de $2\text{ }\mu\text{m}$. La cartographie 3D obtenue est schématisée à la figure 5.35. La dimension critique a été mesurée à 998 nm pour $1\text{ }\mu\text{m}$. Ces mesures rejoignent le cahier des charges fixé pour ce projet. En revanche, la rugosité globale de la largeur (LWR - *Line Width Roughness*), définie à l'annexe B, est élevée.

Une mesure moyennée sur la hauteur du guide d'onde donne un LWR de 58 nm . La valeur élevée du LWR est principalement due à « l'ondulation » basse fréquence (période $\sim 500\text{ nm}$) que l'on trouve sur les flancs. En filtrant cette fréquence, le LWR vaut $26,6\text{ nm}$. On en déduit la rugosité sur les flancs, le *Line Edge roughness* (LER), à $18,8\text{ nm}$.

Ce résultat est élevé pour nos besoins, mais pas anormal pour un masque réalisé par photolithographie standard. Des guides réalisés par électrolithographie devraient présenter des rugosités latérales inférieures.

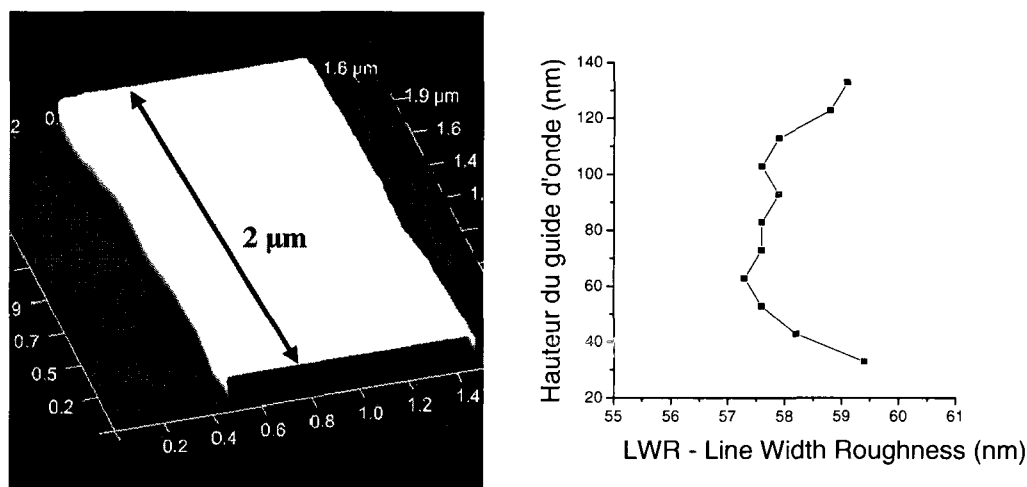


Figure 5.35 : Cartographie 3D d'un guide d'onde micrométrique

5.3.3 Problème pour les guides submicrométriques

Cette recette optimale pour des guides micrométriques a été testée sur des guides d'onde submicrométriques, tel qu'illustré à la figure 5.36. Pour des structures si étroites avec de forts rapports d'aspect, l'anisotropie n'est plus suffisante. En effet, la figure 5.36.a) montre un guide d'onde de 230 nm de large dont la base mesure seulement 22 nm. Pour une gravure légèrement plus longue, le guide s'effondrera, comme montré à la figure 5.36.b).

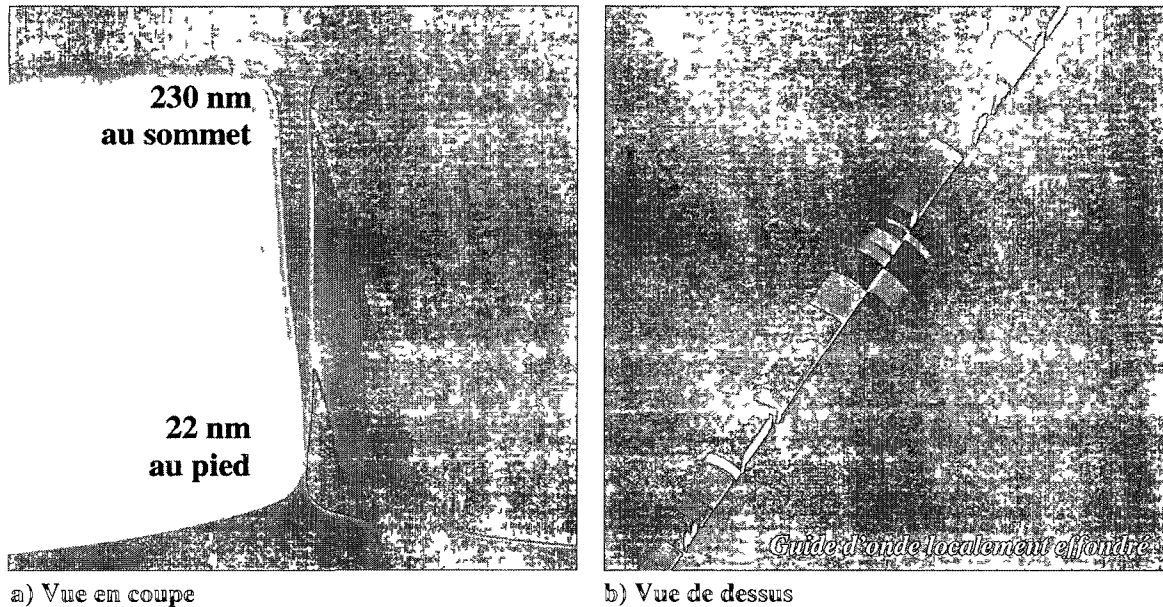


Figure 5.36 : Problème d'anisotropie pour les guides d'onde submicrométriques

Afin de prévenir ce problème sur les structures submicrométriques, l'anisotropie doit être encore améliorée. Pour ce faire, les flancs doivent être protégés de toute attaque chimique par une couche inhibitrice. Ce défi est relevé et expliqué dans le chapitre 6, qui présente le procédé de gravure élaboré dans le cadre de ce projet de doctorat permettant de graver des structures submicrométriques à très fort rapport d'aspect.

CHAPITRE 6

GRAVURE DE STRUCTURES SUB- μm À FORT RAPPORT D'ASPECT

Titre de l'article :

Extremely high aspect ratio GaAs and GaAs/AlGaAs nanowaveguides fabricated using chlorine ICP plasma etching with N₂ promoted passivation

Titre français :

Guides d'onde nanométriques à très fort rapport d'aspect en GaAs et en GaAs/AlGaAs fabriqués par gravure ICP chlorée avec passivation des flancs par ajout de N₂.

Auteurs et affiliation

- Maïté Volatier : Étudiante au doctorat, Université de Sherbrooke, Centre de Recherche en Nanofabrication et en Nanocaractérisation (CRN²), Faculté de génie, Département de génie électrique et de génie informatique.
- David Duchesne : Étudiant au doctorat, Université du Québec, Institut National de la Recherche Scientifique (INRS), Varennes.
- Roberto Morandotti : Professeur, Université du Québec, Institut National de la Recherche Scientifique (INRS), Varennes.
- Richard Arès : Professeur, Université de Sherbrooke, Centre de Recherche en Nanofabrication et en Nanocaractérisation (CRN²), Faculté de génie, Département de génie mécanique.
- Vincent Aimez : Professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Centre de Recherche en Nanofabrication et en Nanocaractérisation (CRN²), Faculté de génie, Département de génie électrique et de génie informatique.

Date d'acceptation : le 30 octobre 2009

Publié : le 8 Mars 2010

Journal : Nanotechnology 21 (2010) 134014 (8pp)

Retombée de cet article :

Communication invitée (*Lab talk*) en juin 2010 sur nanotechweb.org
Extremely high aspect ratio nanowaveguides prepared in GaAs-AlGaAs
Canadian team pushes the limits of plasma etching to obtain near-ideal vertical sidewalls (Le texte est disponible à l'annexe G)

Résumé

Les guides d'onde nanométriques en semi-conducteur sont la structure clé en nanophotonique pour le guidage optique. Afin de guider et de confiner efficacement la lumière monomode, les géométries de ces guides doivent être à fort rapport d'aspect. Cette condition rend la verticalité des murs cruciale. Nous avons microfabriqué de tels guides en combinant une électrolithographie et des gravures plasma ICP (*inductively coupled plasma*) de masques durs et d'hétérostructure semi-conductrice GaAs/AlGaAs avec des concentrations en aluminium allant de 0 à 100 %. La recette de gravure plasma du GaAs/AlGaAs est continue et utilise une chimie $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ avec des fractions d' N_2 variées. La caractérisation par microscopie électronique à balayage (MEB) montra que la présence d'azote générait le dépôt d'une couche inhibitrice, aussi appelée couche de passivation, qui a un effet significatif sur les flancs de gravure. Une plage étroite de flux d'azote permet l'obtention de flancs de gravure aux verticalités quasi parfaites et donc la fabrication de guides d'onde avec des rapports d'aspect extrêmement élevés (>32) pour des largeurs de guide aussi petite que 80 nm.

Abstract

Semiconductor nanowaveguides are the key structure for light-guiding nanophotonics applications. Efficient guiding and confinement of single-mode light in these waveguides require high aspect ratio geometries. In these conditions, sidewall verticality becomes crucial. We fabricated such structures using a top-down process combining electron beam lithography and inductively coupled plasma (ICP) etching of hard masks and GaAs/AlGaAs semiconductors with Al concentration varying from 0 to 100%. The GaAs/AlGaAs plasma etching was a single-step process using a $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ gas mixture with various fractions of N_2 . Scanning electron microscope (SEM) observations showed that the presence of nitrogen generated the deposition of a passivation layer, which had a significant effect on sidewall slope. Near ideal vertical sidewalls were obtained over a very narrow range of N_2 , allowing the production of extremely high aspect ratios (>32) for 80 nm wide nanowaveguide.

Key words:

Dry etch, plasma etch, ICP, III-V semiconductors, AlGaAs, sidewall, passivation, anisotropy, aspect ratio, chlorine, $\text{Cl}_2\text{-BCl}_3\text{-N}_2$, waveguide

6.1 Introduction

Nanowaveguides are the key single-mode structure for light-guiding applications in nanophotonics. More specifically, GaAs/AlGaAs nanowaveguides have attracted significant interest, owing to their intrinsic material properties such as a strong non-linear coefficient. This coefficient is important in non-linear optics phenomenon like second harmonic generation [Boyd, 2003].

In nanophotonic structures, low loss light propagation, especially in bends, requires waveguides, which can strongly confine light. Three kinds of propagation geometries in GaAs/AlGaAs heterostructures can be found. The simplest one is a nanowaveguide with a high aspect ratio geometry, where the height must be sufficient to increase vertical confinement and thus minimize leak losses to the substrate. Other structures, not studied here, are hybrid nanowires embedded in a low index cladding [Lauvernier et al., 2006] and photonic crystals [Dinu et al., 2003]. To avoid collapse of the high aspect ratio nanowaveguide, almost perfectly vertical sidewalls are mandatory. The critical fabrication step to obtain near perfect anisotropic profiles is plasma etching. This process needs to be finely tuned to obtain the right accuracy and non-selectivity with respect to the various heterostructure layers.

GaAs-based semiconductor plasma etching is most frequently carried out using chlorine-based chemistries. Chlorine forms volatile reaction products and can readily achieve rapid, smooth and anisotropic etching at room temperature [Youtsey and Adesida, 2000]. Commonly used gases are chlorine (Cl_2) [Lee et al., 1998] and boron trichloride (BCl_3) [Maeda et al., 1999, Lee et al., 1997b]. Silicon tetrachloride (SiCl_4) is also used, but it produces slower etch rates [Pearton et al., 1990] and sometimes contaminates the chamber [Golka et al., 2007]. Other chemistries are available but they each present some drawbacks. Methane/hydrogen (CH_4/H_2) [Lee et al., 1997a] produces a slow etch rate due to polymer deposition and reduces the effective doping in the near-surface of device structures [Maeda et al., 1999] through hydrogen passivation effects. Iodine (I) and bromine (Br) are corrosives. Fluorine (F)

[Guggina et al., 1990] creates non volatile reaction-products at room temperature but has interesting properties for selective etching.

On GaAs/AlGaAs heterostructures, aluminium-containing layers oxidize quickly and hinder the etching process. Typically, in a chlorine chemistry, aluminium oxide can only be removed by physical etching (i.e. sputtering), while other regions of the sample are still subject to the chemical etching species, thus leading to increased surface roughness [Constantine et al., 1995]. BCl_3 is a strongly reducing agent which reacts with aluminium oxide and is also able to neutralize water vapour in the reactor chamber [Bruce and Malafsky, 1983] thereby preventing reoxidation of the AlGaAs. Therefore, non-selective etching process for GaAs/AlGaAs is obtained by the addition of BCl_3 to the Cl_2 chemistry [Horst et al., 1997, Agarwala et al., 1999]. Moreover, addition of BCl_3 to a Cl_2 chemistry increases the concentration of neutral chlorine atoms and heavier ions are created, leading to higher etch rates [Franz, 1998] and better anisotropy [Lee et al., 2008]. Plasma etching is the result of a combination of isotropic chemical and anisotropic physical etchings. To improve the degree of control on the anisotropy, inert gases, such as Argon (Ar), are often mixed to reactive chemistry since the balance between physical and chemical processes can be adjusted by varying relative flow rates. We thus used a plasma chemistry based on a mixture of Cl_2 , BCl_3 and Ar [Agarwala et al., 1998, Edwards et al., 2007].

On a nanometer scale, an ideally balanced Cl_2 - BCl_3 -Ar chemistry is not so easy to obtain. In reality, such narrow structures with high aspect ratio often collapse due to chemical etching. It is thus required to protect sidewalls with an inhibiting layer that prevents lateral etching, i.e. a passivation layer. Such a passivation layer will prevent undercutting, a critical issue for nanowaveguides, and will thus allow a wider range of etching parameters leading to higher aspect ratios.

When using a photoresist mask, it has been shown that etching AlGaAs with BCl_3 chemistry (with Ar or Neon -Ne-) can passivate sidewalls via the re-deposition of BCl_x fragments, etch products and resist-containing residues [Lim et al., 2004b, Lee et al., 2000a]. N_2 is a common additive to chlorine species to intentionally degrade resist in order to produce sidewall passivation with a polymer deposition [Constantine et al., 1995, Lee et al., 2000a, Shul et al., 1997]. Even though the passivation layers created during dry etching of photoresist protected

microstructures using Cl_2 and/or BCl_3 chemistries with N_2 are attractive, they cannot be adapted to the fabrication of submicron features. Indeed, resist masks are not sufficiently etch-resistant for the fabrication of extremely high aspect ratio nanostructures, forcing the use of hard masks.

When using hard masks on III-V semiconductors, it has been shown that BCl_3 passivates sidewalls through the formation of a diboron tetrachloride (B_2Cl_4) thin polymer layers [Franz et al., 2001]. Again, N_2 addition to BCl_3 or Cl_2 chemistries helps sidewall passivation and the fabrication of vertical profiles on InP [Strasser et al., 2007, Carlstrom et al., 2008] and on GaAs [Braive et al., 2009]. Different explanations can be found for this effect: The deposition of a boron-nitride-like film [Shamiryan et al., 2007], the formation of compound-nitride-like passivation layer on the surface of Ge [Monget et al., 1998] and InP [Miyakuni et al., 1995] or on the contrary no nitridation of the InP surface [Lee et al., 2008]. However, as far as GaAs/AlGaAs is concerned, the nature of N_2 promoted passivation layer has not been specifically identified so far. The most recent result related to this work has been reported by Braive *et al* [Braive et al., 2009], who observed the formation of a passivation layer on GaAs using Cl_2/N_2 plasma etching, assumed to be silicon oxide by analogy to previous work on InP etching.

The use of N_2 with a $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ chemistry with a hard mask is therefore the main focus of our work for the realization of extremely high aspect ratio nanowaveguides.

6.2 Experiments

6.2.1 Sample preparation and processing steps

Our GaAs/AlGaAs nanowaveguides were fabricated using a four-step process, as shown on figure 6.1. The cleaned samples were prepared with a 180 nm silicon dioxide (SiO_2) layer deposited by means of plasma enhanced chemical vapour deposition (PECVD) and 15 nm of chromium (Cr) deposited using e-beam evaporation.

The first key fabrication step (figure 6.1.a) is the high-resolution electron beam lithography carried out using a LEICA UHVB6 e-beam writer on maN2403 negative electro-resist layer

limited to a thickness of 65 nm in order to ensure high resolution. Then the resist pattern was transferred into the Cr layer using inductively coupled plasma (ICP) etching with a chlorine chemistry (figure 6.1.b). The Cr pattern was then etched down into the SiO_2 hard mask layer (figure 6.1.c) using another ICP etching reactor dedicated to fluorine chemistries. Both first ICP etching processes had been previously optimized to ensure high pattern resolution transfer. The last key step (figure 6.1.d) of the fabrication consists in transferring patterns into GaAs/AlGaAs using ICP etching based on $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}/\text{N}_2$ chemistry.

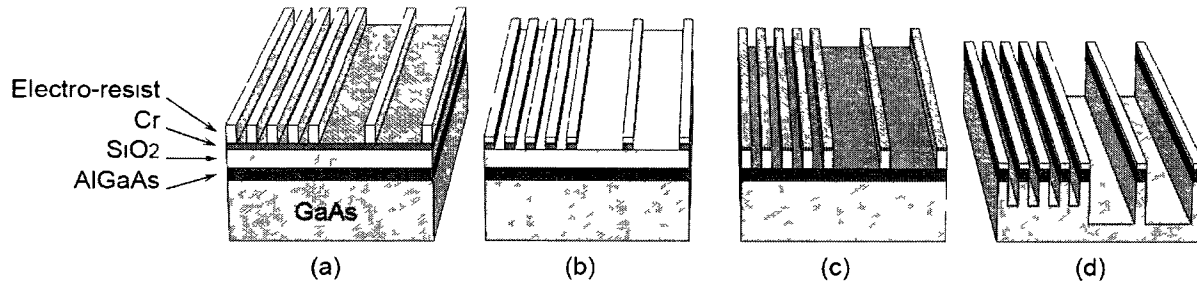


Figure 6.1 : Fabrication process flow of nanowaveguides

(a) GaAs substrate, with or without epitaxial heterostructure, capped with a 180 nm PECVD SiO_2 layer and 15 nm evaporated Cr layer. Features are defined in the maN2403 electroresist. (b) Cr hard mask plasma etched. (c) SiO_2 hard mask plasma etched. (d) GaAs-based nanowaveguides plasma etched. Etch depth is deeper in large opening area, which is typical of RIE lag effect.

6.2.2 Description of the ICP reactor used for GaAs/AlGaAs etching

Experiments were carried out in an STS (Surface Technology Systems) ICP reactor, which meets industrial standards for wafers up to 8'' (200 mm) diameter. The plasma source power (P_{ICP}) is powered up to 1000 W at 13.56 MHz and generates a plasma through an inductively-coupled coil around a ceramic tube. The wafer holder is separately driven at 13.56 MHz with a power (P_{BIAS}) between 0 and 300 W in order to independently control the bias from the plasma density. This is the main advantage of the ICP reactor among the different available plasma etching methods. It can thus achieve high etch rates, due to a high chemical species density controlled by P_{ICP} with almost no structural damage with a low ion's energy and a good directionality controlled by P_{BIAS} .

To avoid chamber contamination, this ICP reactor is dedicated exclusively to Chlorine chemistries like Cl_2 , SiCl_4 or BCl_3 and wafers were introduced into the reactor through a

vacuum pumped loadlock. Wafers were mechanically clamped on the holder and helium was flowed across its back-side to improve the thermal contact with the temperature controller (10 to 180 °C). The gas mixture was injected using mass flow controllers.

6.2.3 GaAs/AlGaAs heterostructure etching process

As a chamber pre-treatment, we carried out a 30 minutes conditioning to ensure reproducibility throughout our experiments. Typical samples measuring 5×5 mm² were positioned on 8" silicon wafer carriers using heat conducting paste.

The non-selective plasma etching recipe was first developed using micrometric waveguides defined by standard photolithography. Waveguides were etched to evaluate sidewall profile and post-etch surface roughness. The plasma recipe was then optimized for etching nanometer scale structures.

Our preliminary recipe is a mixture of Cl₂/BCl₃/Ar gases with 10/10/10 sccm (standard cubic centimeters per minute) respective fluxes. Other important parameters are: reactor pressure at 5 mTorr, P_{ICP} at 500 W, P_{BIAS} at 50 W and temperature of 20°C. Typically, the GaAs/AlGaAs etch rate is around 500 nm/min and the selectivity factor with the SiO₂ mask is higher than 20. This process has been validated for AlGaAs layers with Al content at least as high as 90%. In this paper, various amounts of nitrogen were added to this Cl₂/BCl₃/Ar plasma chemistry in order to passivate the sidewalls simultaneously with the single-step etching process. With optimized parameters, etch rate increased to 1500 nm/min and selectivity was close to 100.

6.2.4 Characterization

Etching characterization was carried out using GaAs and GaAs/AlGaAs samples with the same nanostructures. These samples were cleaved through the nanowaveguide structures and observed by cross-sectional scanning electron microscope (SEM: Zeiss Supra 55VP). Sidewall composition was analysed by energy dispersive X-ray spectroscopy (EDX).

6.3 Results and discussion

As nitrogen was added to the $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ plasma chemistry, the GaAs/AlGaAs etch rate increased to almost three times its value. This trend remains until the nitrogen fraction reaches 10% of the total flow, beyond which, the etch rate starts to decrease.

The abrupt increase may be attributed to the enhancement of BCl_3 dissociation with N_2 in atomic and molecular chlorine [Ren et al., 1995b] that leads to increased concentration of such reactive neutrals and of chlorine based ions. Thus more volatile products are formed at the semiconductor surface from the chemical and physical etching. Beyond the 10% concentration threshold of nitrogen, the decrease in the etch rate may be related to nitrogen producing a non-volatile deposit, such as a passivation layer. It has also been demonstrated that the addition of N_2 to the chlorine plasma could lead to a decrease in the total positive ion density [Lee et al., 2008] beyond a certain amount of nitrogen. The reaction then becomes limited by Cl-based ions and neutrals.

6.3.1 SiO_x passivation layer promoted by N_2

SEM imaging of the etched waveguides, see figure 6.2, show a passivation layer deposited on sidewalls when nitrogen was added to the $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ plasma chemistry. Based on numerous SEM observations, we suggest that the passivation layer deposition occurs continuously during etching. This layer prevents lateral etching of the sidewall, with a striking effect on the etch anisotropy. When etching the remaining SiO_2 hard mask with a buffered oxide wet etch (BOE), we can observe that the passivation layer is etched away as well.

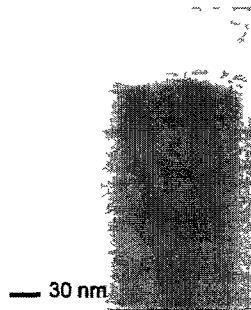


Figure 6.2 : Cross section of the top of a nanowaveguide with a passivation layer.

A 30 nm passivation layer is observed on the sidewalls (brighter part). The hard mask is not visible as it peeled-off during sample cleavage.

Ex-situ spatially resolved EDX (Energy-dispersive X-ray spectroscopy) analysis showed that the passivation layer is composed of silicon (Si) and oxygen (O), with no detectable fraction of nitrogen. Due to the thickness of the layer and the proximity with the GaAs surfaces, we were not able to precisely determine the presence of Ga and As in this layer. However, as SiO_x etch rate is slower than SiO_2 PECVD, one can assume that limited amounts of Ga, As, Al or/and N are part of the composition.

The silicon and oxygen containing amorphous layer has previously been observed on InP when nitrogen was added to a BCl_3 chemistry by Lee *et al.* [Lee et al., 2008] and to a Cl_2 chemistry by Bouchoule *et al.* [Bouchoule et al., 2008b]. However, on GaAs-based semiconductors, a similar layer has been observed mainly with other chemistries, $\text{SiCl}_4\text{-O}_2$ by Varoutsis *et al.* [Varoutsis et al., 2005], $\text{SiCl}_4\text{-N}_2\text{-O}_2$ by Golka *et al.* [Golka et al., 2007], HBr-O_2 by Bouchoule *et al.* [Bouchoule et al., 2008a] and finally Cl_2/N_2 chemistry by Braive *et al.* [Braive et al., 2009].

In studies by Bouchoule *et al.* [Bouchoule et al., 2008b, Bouchoule et al., 2008a], the Si sample carrier was essential to the passivation mechanism, based on the deposition of a silicon oxide layer on the etched sidewall but they used SiN_x dielectric hard masks. In our case, the silicon oxide deposition may come from the dielectric hard mask (SiO_2) or from the sample carrier (Si wafer) during the etching. The source of oxygen can be residual oxygen gases or reaction by-products from the hard mask.

As no nitrogen element is observed along the sidewalls, the hypothesis of direct N_2 sidewall passivation is weak. It is more likely that the presence of N_2 -related species helps to promote the formation of a passivation layer. The details of the mechanism remain unclear at this point. Therefore we report the formation of a SiO_x passivation layer promoted by nitrogen addition to $\text{Cl}_2\text{-BCl}_3\text{-Ar}$ chemistry on GaAs/AlGaAs, which is yielding to extremely high aspect ratio nanostructures.

6.3.2 Anisotropy and sidewall slope dependence on N_2 flux

We varied the amount of nitrogen added to the $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ plasma to investigate the effect on the etching process. The evolution of the profile is shown on figure 6.3. The (a) picture shows a profile without nitrogen, where no deposition of the passivation layer is observed. Pictures (b,c,d) show a gradual change in sidewall angle, from negative to positive. Corresponding N_2 fluxes are 10.4%, 11.8% and 13.0% of the total flux. Then (3.e) picture corresponds to a nitrogen fraction of 14.3%. Beyond this value, structures are still positively profiled but a significant roughness appears in the bottom of the etched area.

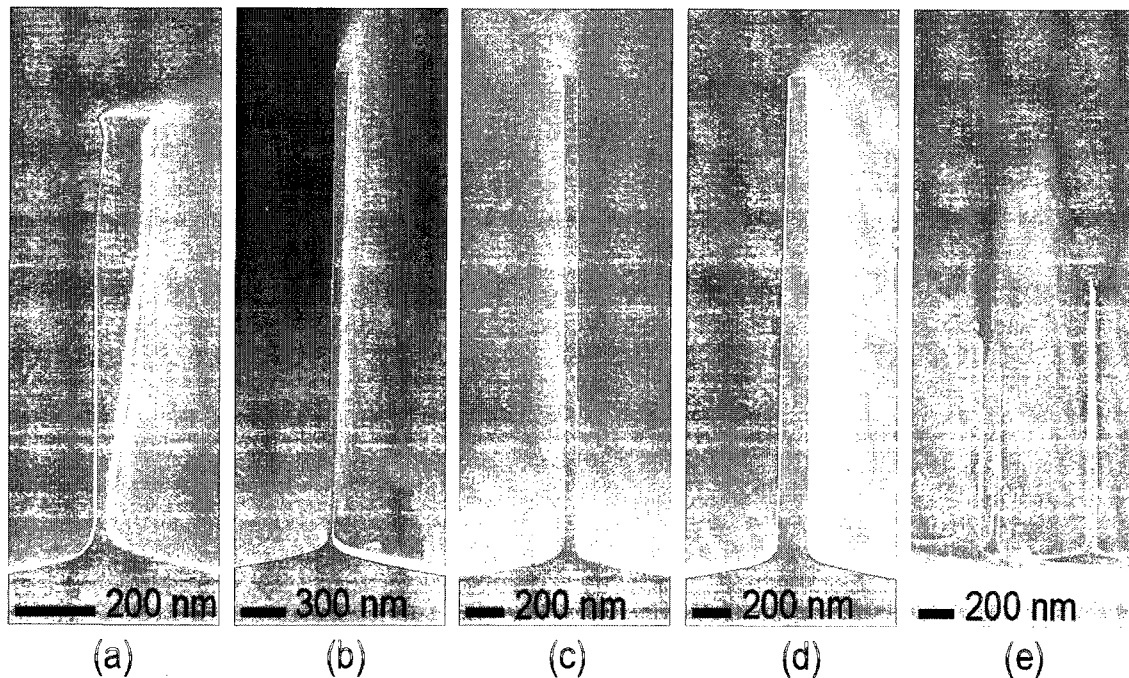


Figure 6.3 : Evolution of GaAs nanowaveguide profiles with N_2 flow.

after the BOE wet etch to remove the passivation layer and remaining hard mask with nitrogen fractions of (a) 0%, (b) 10.4 %: -0.5° slope and aspect ratio of 37, (c) 11.8%: 0° slope and aspect ratio > 32 , (d) 13.0%: $+0.5^\circ$ slope and aspect ratio > 25 , (e) 14.3%, roughness on the bottom of the etched features.

First of all, mask edges are preserved during the etching. This means that the sidewall angle is not a result of mask erosion but of surface passivation. As soon as nitrogen is added to the

$\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ plasma chemistry, a passivation layer is deposited and sidewalls are almost perfectly straight. That shows that the SiO_x layer is thick and dense enough to prevent chemical etching reactions between neutral chlorine species and sidewalls.

To control the structure profile, a passivation layer is beneficial when anisotropic physical bombardment effectively removes it from horizontal surfaces, while leaving it intact on the sidewalls. Once more, the balance of physical and chemical etch processes is essential. If there is too much passivation deposition, the etch rate decreases and sidewalls become positively profiled. Alternately, if the etch is too physical, the passivation layer is removed from the bottom and from the sidewalls resulting in undercutting of the mask and negatively profiled sidewalls.

For nanowaveguides fabricated in this work, a very narrow range of nitrogen (10 to 13%) is suitable to obtain near ideal anisotropic structures. Moreover, as soon as the nitrogen flux crossed a threshold of 14% for our experiments, very strong surface roughness appeared at the bottom of the etched area. This grasslike roughness is so high that it appears as a grey haze or even black in denser areas of the sample surface due to vertical nanostructures that trap light. Beyond N_2 threshold value, the enhanced passivation effect causes micromasking. Despite direct exposure to the ion bombardment, the SiO_x passivation layer is likely to be too thick and inhibits etching locally. Of course, this micromasking phenomenon significantly reduces the etch rate.

Furthermore, the SiO_x passivation deposition certainly appears on the top of the hard mask too. This deposition may partially compensate the SiO_2 etching and could explain the increase of the selectivity from 20 without nitrogen to 100 with optimized parameters.

6.3.3 Nanowaveguide etching

We fabricated near ideal anisotropic GaAs and GaAs/AlGaAs nanowaveguides with an extremely high aspect ratio. Our best result is shown on figure 6.4 GaAs nanowaveguide dimensions are 80 nm wide on 2.6 μm high. The aspect ratio value is higher than 32. figure 6.5 shows an anisotropic GaAs/AlGaAs nanowaveguide with Al containing layer up to 70%.

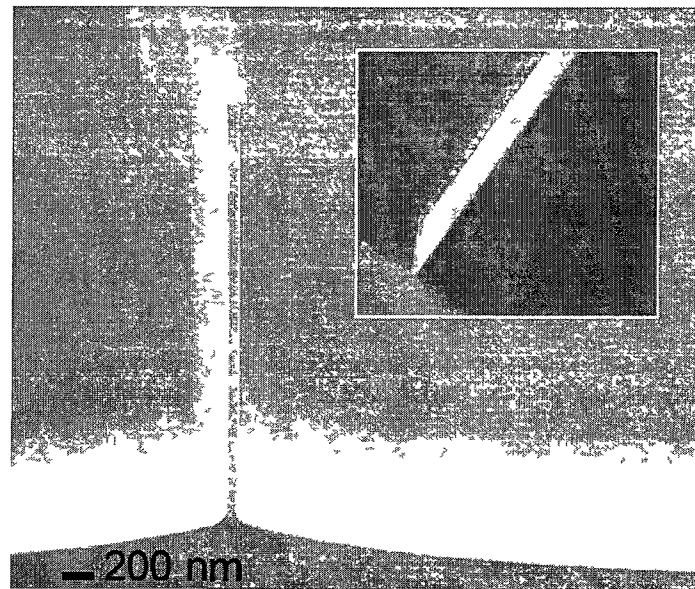


Figure 6.4 : Cross section of a highly anisotropic GaAs nanowaveguide
 Measured dimensions are: 80 nm wide, 2.6 μm high, aspect ratio > 32 and 0° sidewall slope. Remaining hard mask and passivation layer have been removed using a BOE wet etch.

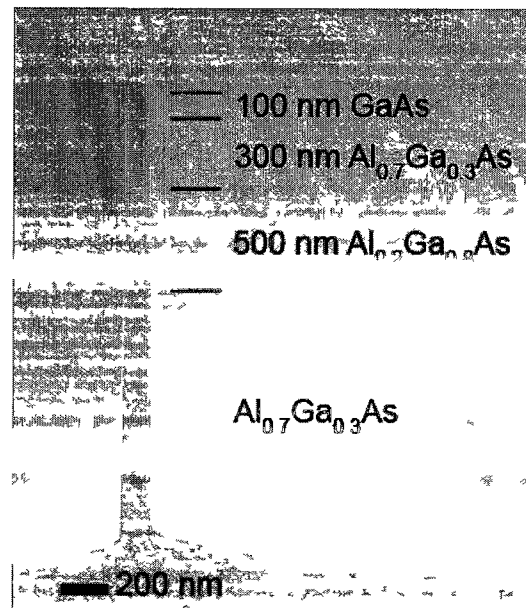


Figure 6.5 : Cross section of an anisotropic GaAs/AlGaAs nanowaveguide
 Measured dimensions are: 100 nm wide, 1.9 μm high, aspect ratio of 19 and $\pm 1.5^\circ$ sidewall slope. Remaining hard mask and passivation layer are still present

Near ideal vertical sidewalls were obtained on GaAs and on GaAs/AlGaAs with the plasma $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ recipe described in the experiment section to which we added 4 sccm of N_2 , i.e. 11.8% of the total flux. Etch rate was close to 1500 nm/min, the selectivity depending on aluminium composition is nil and the SiO_2 :GaAs selectivity was superior to 100.

High aspect ratio structures have been reported in recent years with top-down fabrication methods, but each had some limit, such as dynamic modification of the etch conditions [Varoutsis et al., 2005, Zhang et al., 2005], etch parameters that depend on the structure dimensions [Lewis et al., 2001], non-ideal sidewall verticality [Edwards et al., 2007, Zhang et al., 2005], non demonstrated ability to etch aluminum alloys [Lewis et al., 2001, Jalabert et al., 2008]. In this report, we propose a method that uses a single step process to produce nearly ideal vertical structures with extremely high aspect ratios on GaAs and AlGaAs alloys.

6.3.4 Dense nanowaveguide arrays etching

In areas where dense nanowaveguide arrays were etched without nitrogen, we observed the typical bowing profile, see figure 6.6.a. Sidewall etching is more pronounced in narrow opening due to the non-directional impact of ions because of the angular distribution [Jackson, 2007]. Ions are reflected or scattered from the hard mask and from the interior sidewall of the etched aperture. In narrow features only, these ions can reach the opposite sidewall and thus increase the sidewall etching. That explains why sidewall bowing is mainly observed in narrow opening.

The addition of nitrogen to the $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ plasma chemistry promoted sidewall passivation of isolated nanowaveguide, as seen on figure 6.4 and figure 6.5, but also of nanowaveguide array, see figure 6.6.b.

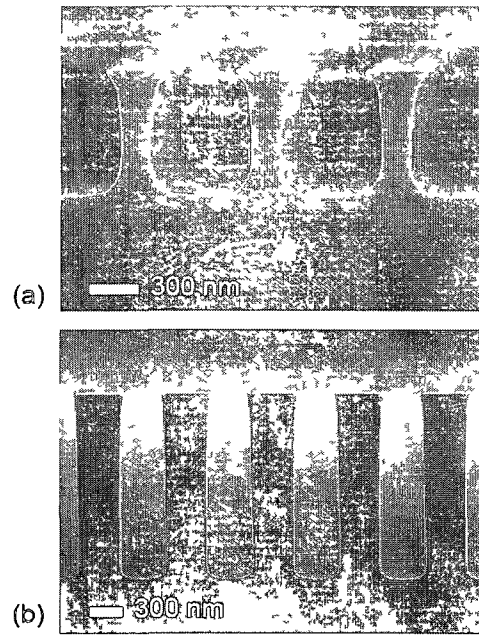


Figure 6.6 : GaAs nanowaveguide array etched with a $\text{Cl}_2\text{-BCl}_3\text{-Ar}$ chemistry

a) without passivation, (b) with an optimized fraction of N_2 . Remaining hard mask and passivation layer have been removed using a BOE wet etch.

We etched with the same conditions a dense nanowaveguide arrays composed of GaAs/AlGaAs. The profile is shown figure 6.7. Profile is near ideally vertical whatever the percentage of Al is in different layers.

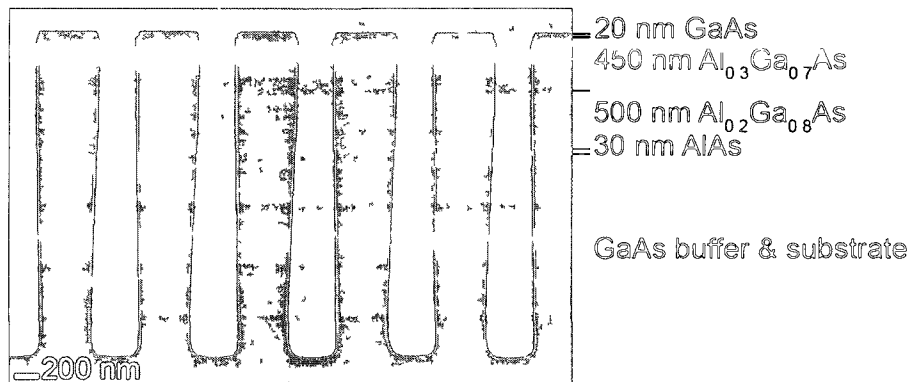


Figure 6.7 : GaAs/AlGaAs nanowaveguide array etched with a $\text{Cl}_2\text{-BCl}_3\text{-Ar-N}_2$ chemistry

Measured dimensions are: 520 nm wide, 2.85 μm high, aspect ratio of 5.5 and -1° sidewall angle. Remaining hard mask and passivation layer have been partially removed.

Passivation layer promoted by N_2 prevents lateral etching, thus producing anisotropic profiles. These near ideal vertical sidewalls prove that addition of nitrogen to $Cl_2/BCl_3/Ar$ plasma chemistry can be useful for dense structures, such as nanowaveguide arrays or for photonic crystals in GaAs/AlGaAs.

6.3.5 No aluminium dependency for anisotropy

It can be seen on figure 6.5 and figure 6.7 that the nanowaveguide profiles are not influenced by the Al composition, from no Al in GaAs, through $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ or $Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ up to a pure AlAs layer. This property is particularly interesting for high-aspect ratio nanowaveguide in GaAs/AlGaAs heterostructures.

Moreover, a major difficulty in the fabrication of a nanometer scale structure related to Al-containing layer is spontaneous oxidation. Especially AlAs layers which leads to the formation of friable aluminium oxide structures. This oxide can destroy nanostructures by provoking their collapse. On the nanowaveguide array shown in figure 6.7, the remaining hard mask and passivation layers have been removed using a BOE wet etch right before SEM characterization. It means that the passivation layer prevented oxidation of the AlAs layer which is still partially conserved after BOE dip. This phenomenon could be exploited to protect the nanowaveguide sidewalls from air exposure after plasma etching if the passivation layer is not removed, which could play an important role in non linear optical experiments provided that absorption in these layers would not be significant.

6.3.6 Process advantages

The well established deep Si etching “Bosch” process consisting of a passivation deposition phase and an etch phase reproduced in part on GaAs [Golka et al., 2007] leads to scalloped sidewalls features that would be detrimental for nanophotonics applications. The GaAs/AlGaAs etching process, exposed in this paper, is a single-step process based on a $Cl_2/BCl_3/Ar/N_2$ chemistry with no requirement for a time-multiplexed process.

The passivation layer also improves mechanical stability. For example, we fabricated nanowaveguides with aspect ratio around 65 (50 nm on 3.2 μm) but when the SiO_2 was

removed, the structure collapsed (bent, not broken) due to the low amount of GaAs/AlGaAs material remaining. Yet this result could be of high interest for specific nanophotonic applications as it means that very fine GaAs/AlGaAs heterostructures could be realized with our process, and the structures could be protected from the environment.

6.4 Conclusion

This work reports on an optimized ICP etching process for nanometer scale GaAs/AlGaAs nanowaveguides using a $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}/\text{N}_2$ chemistry. This non-Al-selective plasma etch process produced smooth etched surfaces and near ideal verticality with standing features 80 nm wide and 2.6 μm high, corresponding to an aspect ratio in excess of 32, on $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ with x as high as 1.

The addition of N_2 into the $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ plasma is shown to promote a deposition of a SiO_x passivation layer. It improved profiles and prevented undercutting effects as long as it was in a very narrow range of nitrogen (10 to 13%). The N_2 contribution on passivation layer creation did not appear to be linked directly to surface nitridation.

We developed an almost ideally tuned process in terms of reproducibility, anisotropy and smoothness. This control is crucial for nanometer-scale devices, like nanowaveguides for non-linear optics.

Acknowledgments: The authors appreciate the technical support from J. Beerens and P. Lafrance from CRN², S. Delprat and B. Le Drogoff from INRS-EMT, which are both NanoQuebec funded infrastructures. We also wish to acknowledge NSERC/FQRNT for the project funding and the Canadian Microelectronics Corporation/Canadian Photonics Fabrication Center in Ottawa for epitaxial growth.

CHAPITRE 7

PERFORMANCES DES GUIDES D'ONDE SUBMICROMÉTRIQUES

Suite à la fabrication des guides d'onde submicrométriques en AlGaAs il est nécessaire d'évaluer leurs performances. Les pertes de propagation étant l'image de ces performances, ce chapitre présente la technique de caractérisation Fabry-Pérot retenue pour mesurer les pertes, ainsi que les résultats obtenus. La dernière section résume les résultats de conversion de longueur d'onde par génération de seconde harmonique, obtenus par nos collaborateurs de l'INRS, dans ces mêmes guides d'onde submicrométriques.

7.1 Mesures des pertes de propagation

Les facettes d'entrée et de sortie des guides d'onde à caractériser étant accessibles, il est possible d'y injecter de la lumière et de collecter, en transmission, la puissance de sortie. Pour ce genre de géométrie, deux techniques sont couramment utilisées pour mesurer les pertes de propagation : *cut-back* et Fabry-Pérot en transmission.

7.1.1 *Cut-back*

La mesure *cut-back* de pertes de propagation consiste à mesurer la transmission T , soit le rapport des puissances de sortie et d'entrée, à différentes longueurs l . La pente de la droite $T = f(l)$ détermine la valeur des pertes de propagation linéaires.

Cette technique est simple et rapide, mais elle présente plusieurs limitations qui restreignent son utilisation. Tout d'abord, elle est destructive, pour chaque longueur, le guide à caractériser doit être clivé, donc raccourci. Ensuite, la précision est limitée par les incertitudes d'efficacité de couplage à l'entrée et de reproductibilité des facettes en sortie, avant et après clivage du guide d'onde.

7.1.2 Fabry-Pérot en transmission

La méthode Fabry-Pérot en transmission est largement utilisée pour caractériser les pertes de propagation, car cette mesure est non destructive et indépendante des variations d'intensité incidente. Le spectre Fabry-Pérot obtenu, avec ses intensités minimale et maximale, permet de déterminer les pertes de propagation dans une structure monomodale. La simplicité relative de cette technique justifie son utilisation pour mesurer les pertes de propagation dans les guides d'onde microfabriqués de ces travaux.

La mesure Fabry-Pérot considère le guide d'onde comme une cavité résonnante, dont les miroirs semi-réfléchissants sont les facettes du guide. Ce principe est illustré à la figure 7.1. La longueur de la cavité L_C et les deux miroirs coplanaires sont séparés par un milieu d'indice n_{eff} . Une onde lumineuse P_0 de longueur d'onde λ_0 arrive sous incidence normale sur la facette d'entrée puis est partiellement réfléchie sur chacune des facettes.

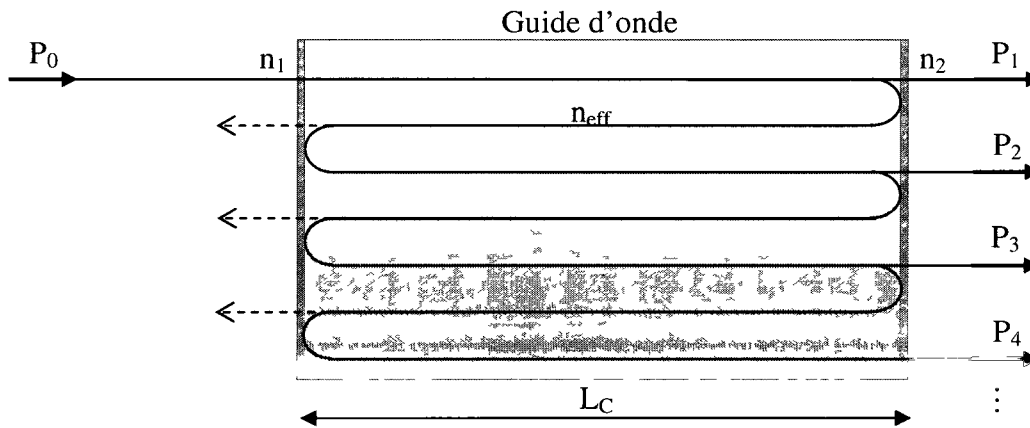


Figure 7.1 : Cavité résonnante Fabry-Pérot en transmission

Les ondes réfléchies peuvent interférer au sein de la cavité si elles sont en phase. Si ces interférences sont constructives, la lumière est transmise. Mathématiquement, l'intensité transmise I_t vaut :

$$I_t = \eta I_0 \frac{T^2 \exp(-\alpha L_C)}{(1-R)^2} \frac{1}{1 + M \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \text{ avec } M = \frac{4R'}{(1-R)^2} \quad 7.1$$

Avec η , le coefficient de couplage en intensité

I_0 , l'intensité incidente

T , le coefficient de transmission en intensité des facettes

α , le coefficient de pertes de propagation linéaire

$$R' = R \exp(-\alpha L_C)$$

R , le coefficient de réflexion en intensité des facettes

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2n_{eff} L_C, \text{ la différence de phase}$$

L'intensité transmise, schématisée à la figure 7.2, dépend uniquement du terme de phase, car pour un même guide d'onde R , T , η et α sont constants [Regener and Sohler, 1985]. La différence de phase, elle, dépend uniquement de la longueur d'onde. Les franges d'interférence Fabry-Pérot expérimentales sont donc générées par une variation de la longueur d'onde de la lumière injectée dans le guide d'onde.

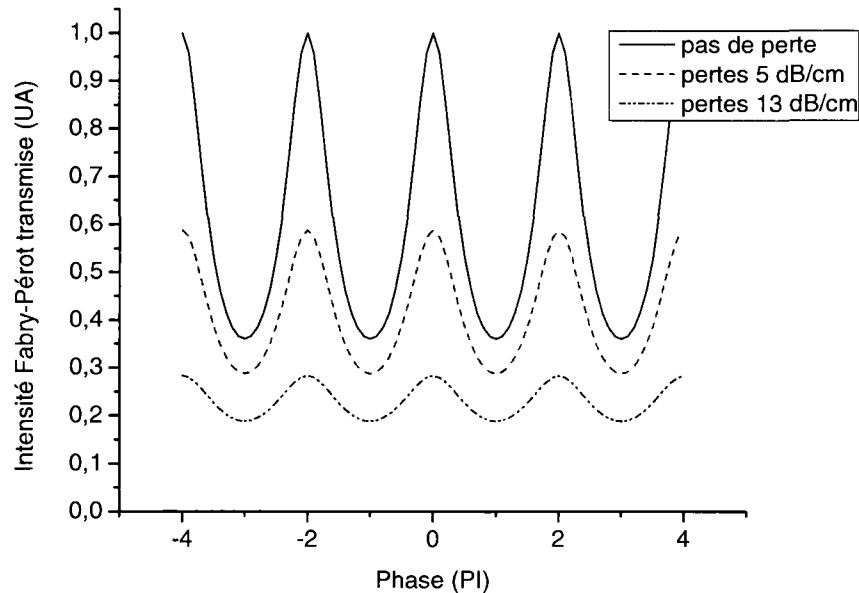


Figure 7.2 : Intensité Fabry-Pérot théorique transmise par un guide d'onde

Les courbes de la figure 7.2 ont été obtenues en posant :

- Rendement de couplage $\eta = 1$,
- Intensité incidente $I_0 = 1$,
- Coefficients de transmission $T = 0,75$,
- Coefficients de réflexion $R = 0,25$,
- Longueur de cavité, $L_C = 0,3$ cm,
- Coefficient de pertes de propagation linéaire, $\alpha = 0 - 1,15$ et 3 cm^{-1} , équivalent à 0 - 5 et 13 dB/cm.

À partir d'un spectre Fabry-Pérot en transmission, les pertes de propagation linéaires peuvent être déterminées en mesurant les valeurs absolues des intensités maximum et minimum transmises [Walker, 1985]. Cependant, une alternative considérablement plus simple consiste à mesurer le contraste C de la cavité résonnante Fabry-Pérot [Regener and Sohler, 1985, Feuchter and Thstrup, 1994].

$$C = \frac{I_{t \max} - I_{t \min}}{I_{t \max} + I_{t \min}} \quad 7.2$$

Les pertes de propagation linéaire dans un guide d'onde sont donc obtenues en mesurant uniquement les valeurs de $I_{t \max}$ et de $I_{t \min}$ [Regener and Sohler, 1985, Sakai et al., 2001]. La relation est la suivante :

$$\alpha = \frac{1}{L_C} \ln \left(R \frac{\sqrt{\frac{I_{t \max}}{I_{t \min}}} + 1}{\sqrt{\frac{I_{t \max}}{I_{t \min}}} - 1} \right) \quad 7.3$$

L'ensemble de ces calculs est détaillé à l'annexe D.

Le coefficient R étant essentiel à la détermination de la valeur des pertes de propagation, l'influence de l'oxydation des facettes en GaAs/AlGaAs sur le coefficient R a été considérée

dans des guides millimétriques en GaAs/AlGaAs [Walker, 1985]. L'oxydation des facettes semble nuire beaucoup plus à l'intensité transmise qu'au coefficient R. Cependant, il est conseillé de mesurer les pertes dans les heures suivant la réalisation des clives. Sous des conditions normales d'humidité et de température, l'oxyde natif croît de façon logarithmique à 4 Å par décade, pour atteindre 30 Å sur GaAs (35 et 60 Å respectivement pour $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ et $\text{Al}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$) après 7 jours [Kuphal and Dinges, 1979].

Par ailleurs, la précision de la mesure est également limitée par le contrôle de la polarisation, par la reproductibilité de l'efficacité de couplage et par les réflexions intracavité [Feuchter and Thrstrup, 1994]. Par exemple, l'efficacité de couplage dépend de l'alignement et du désaccord de mode à l'interface entre la fibre et le guide d'onde. L'efficacité de couplage ne sera donc jamais identique pour des mesures indépendantes ou pour des guides distincts. Cependant, Feuchter et al. montrent une répétitivité des mesures supérieure à 0,1 dB pour des guides micrométriques et des positionneurs à précision submicrométrique.

7.1.3 Montage Fabry-Pérot expérimental

Le montage Fabry-Pérot en transmission réalisé pour mesurer les pertes de propagation des guides d'onde est schématisé à la figure 7.3.

Une source laser accordable *Agilent 8164B* émet un faisceau laser entre 1460 et 1580 nm. Le faisceau est injecté dans une fibre optique à maintien de polarisation, puis se propage dans un contrôleur de polarisation, pour atteindre un cube séparateur fibré, qui dissocie les polarisations TE et TM. La polarisation choisie est injectée dans le guide d'onde à caractériser à l'aide d'une fibre optique lentillée (diamètre du spot 2 µm et distance de focalisation 14 µm). L'intensité transmise est collectée par une fibre optique. Enfin, un coupleur envoie 95 % du signal détecté à l'analyseur de spectre (résolution de 0.1 pm) synchrone avec le laser accordable. Les 5 % de signal restant sont utilisés pour optimiser l'alignement de la fibre optique de collection et de la platine 6 axes porte-échantillon (résolution de 12,5 nm). Le protocole de mesure détaillé est présenté à l'annexe E.

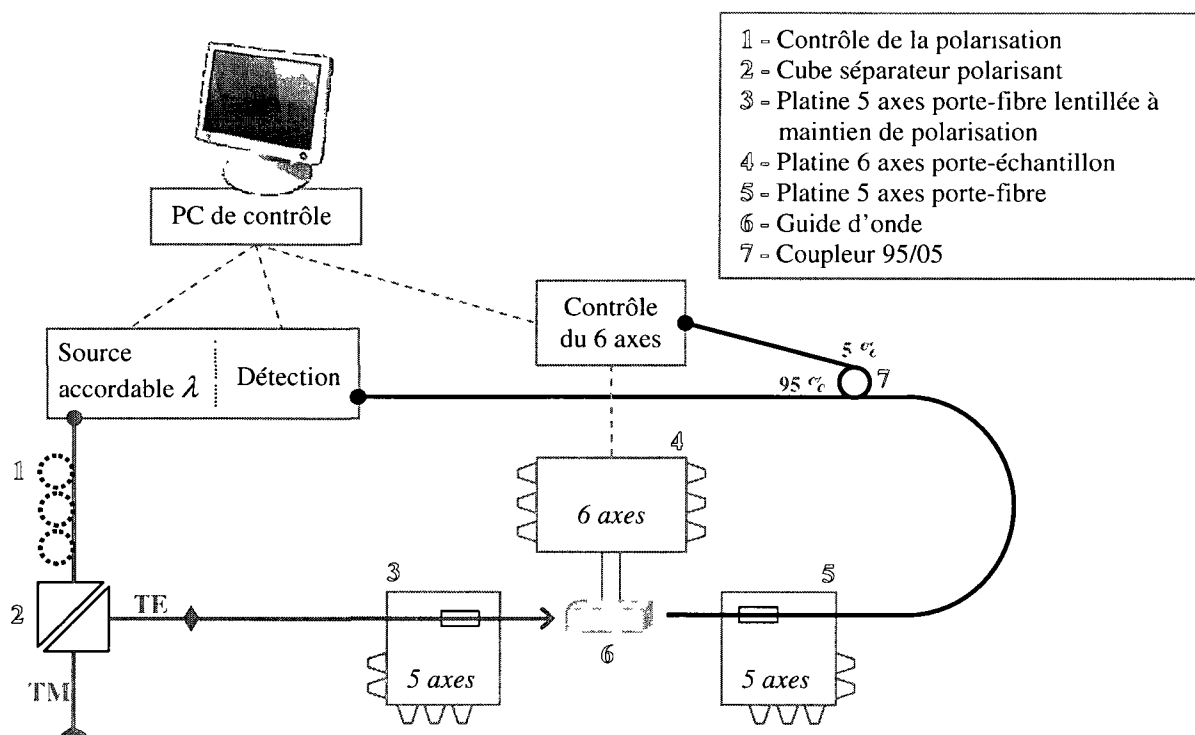


Figure 7.3 : Montage Fabry-Pérot de mesure de pertes

L'acquisition du spectre Fabry-Pérot peut être faite en mW ou en dBm. La relation entre ces deux unités n'est pas linéaire, tel qu'illustré à la figure 7.4. Avant l'interprétation d'un spectre, il peut donc être nécessaire de convertir le signal dBm en mW avec la relation suivante :

$$Signal_{[mW]} = \exp \left[\frac{\ln 10}{10} \times Signal_{[dBm]} \right] \quad 7.4$$

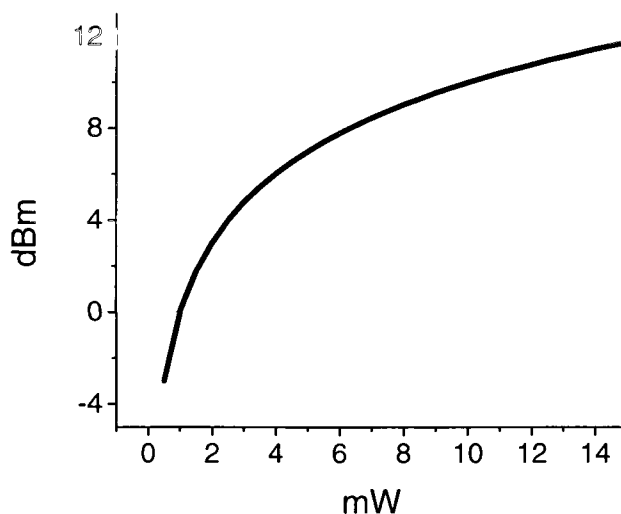


Figure 7.4 : Conversion dBm – mW

Un exemple de spectre Fabry-Pérot, transmis par un guide d'onde en AlGaAs de 600 nm de large et 1,27 mm de long est montré à la figure 7.5.

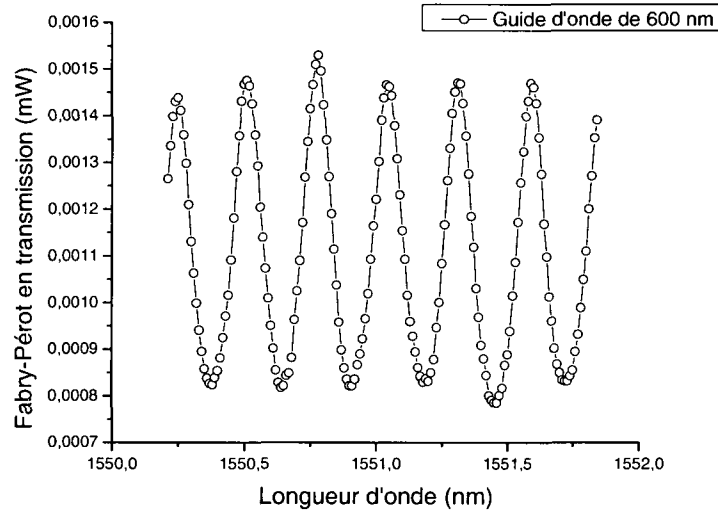


Figure 7.5 : Spectre Fabry-Pérot - Guide en AlGaAs - 600 nm de large, 1,27 mm de long

On mesure l'intervalle spectral libre ISL à 0,27 nm

$$ISL_{\lambda} = \Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2n_{eff}L_C} \quad 7.5$$

On peut en déduire l'indice effectif :

$$n_{eff} = \frac{\lambda_0^2}{2L_C ISL_{\lambda}} \quad 7.6$$

Dans ce cas particulier, l'indice effectif vaut 3,50. Cette valeur est cohérente et donc valide l'observation d'un spectre Fabry-Pérot et non pas d'oscillations parasites. Le coefficient d'atténuation linéaire peut maintenant être calculé avec l'équation 7.3. Il reste cependant à déterminer la valeur de R.

$$R = \left(\frac{n - n_{eff}}{n + n_{eff}} \right)^2 = 0,31 \quad 7.7$$

Dans ce cas particulier :

$$\alpha = \frac{1}{0,127} \ln \left(0,31 \times \frac{\sqrt{1,83} + 1}{\sqrt{1,83} - 1} \right) = 5,72 \text{ cm}^{-1} \sim 25 \text{ dB/cm} \quad 7.8$$

7.2 Valeurs des pertes de propagation

Cette section présente les valeurs des pertes de propagation mesurées dans les guides d'onde micrométriques puis submicrométriques fabriqués dans ce projet.

7.2.1 Structures micrométriques

La figure 7.6 présente la géométrie des guides d'onde micrométriques dans lesquels les pertes de propagation ont été mesurées à l'INRS.

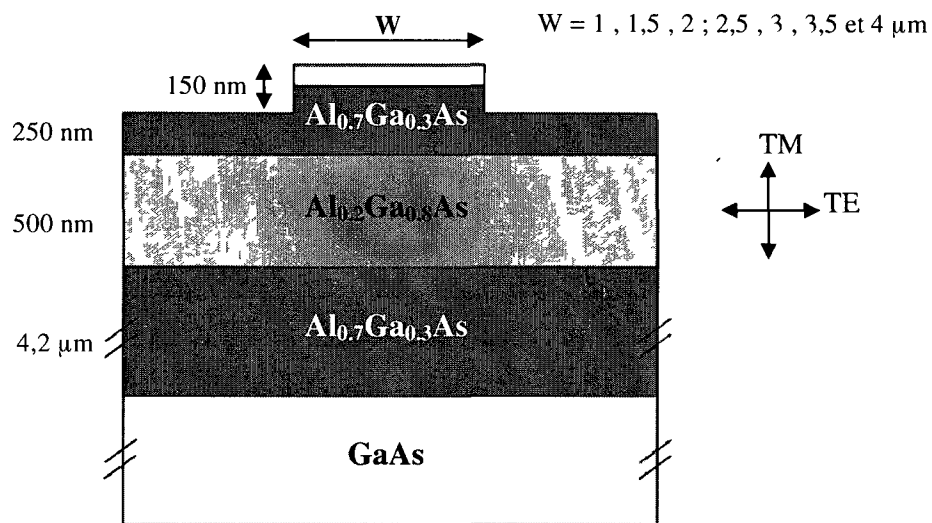


Figure 7.6 : Géométrie des guides d'onde micrométriques

Les mesures de pertes sur un échantillon typique sont présentées à la figure 7.7. Ces mesures montrent deux tendances :

- Les pertes de propagation sont plus élevées pour les guides d'onde de plus petites dimensions. Cela confirme le fait que les pertes augmentent lorsque l'intensité du champ en interaction avec les surfaces augmente.
- Les valeurs des pertes sont moins élevées pour la polarisation TE que pour la polarisation TM. Hormis la différence de confinement pour ces deux polarisations, cette tendance confirmerait le fait que la lumière est beaucoup plus diffusée lorsque le champ électrique est parallèle aux rugosités des flancs que lorsqu'il est perpendiculaire [Bogaerts, 2004].

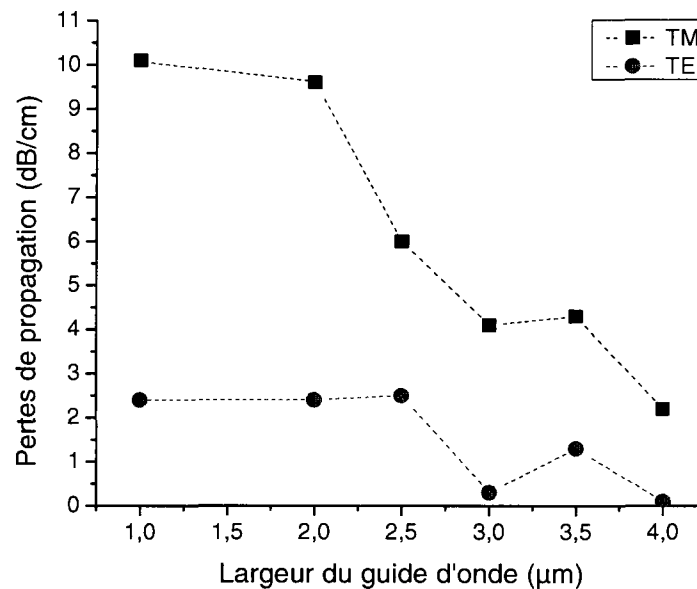


Figure 7.7 : Pertes de propagation dans des guides micrométriques

Différents échantillons ont été caractérisés et les valeurs des pertes de propagation dans les guides micrométriques varient entre 2 et 10 dB/cm pour la polarisation TM et entre 0,1 et 2,5 dB/cm pour la polarisation TE. Le tableau 7.1 présente ces valeurs en fonction des largeurs de guide d'onde. Ces valeurs sont cohérentes avec la littérature [Heaton et al., 1999, Shul et al., 1995, Deri and Kapon, 1991, Ferguson et al., 2006, Shin et al., 2009] et valident le procédé de fabrication de ces structures micrométriques

Tableau 7.1 : Ordre de grandeur des pertes de propagation dans des guides μm

Largeur du guide d'onde	Pertes de propagation (dB/cm)	
	Mode TM	Mode TE
1 μm	6 - 10	0,1 - 2,5
4 μm	2 - 6,5	0,1 - 1

Cependant, sur un même échantillon, des guides d'onde de dimensions identiques peuvent présenter des pertes de propagation très différentes. Ceci se justifie par des différences lors de la fabrication, attribuables à une poussière sur le matériau ou à un défaut dans le masque de lithographie. Pour pallier cet inconvénient, il sera nécessaire de fabriquer plus de 4 guides d'onde de dimensions identiques par échantillon et de réaliser des mesures statistiques.

7.2.2 Structures submicrométriques

La figure 7.8 présente les guides d'onde submicrométriques dans lesquels les pertes de propagation ont été mesurées.

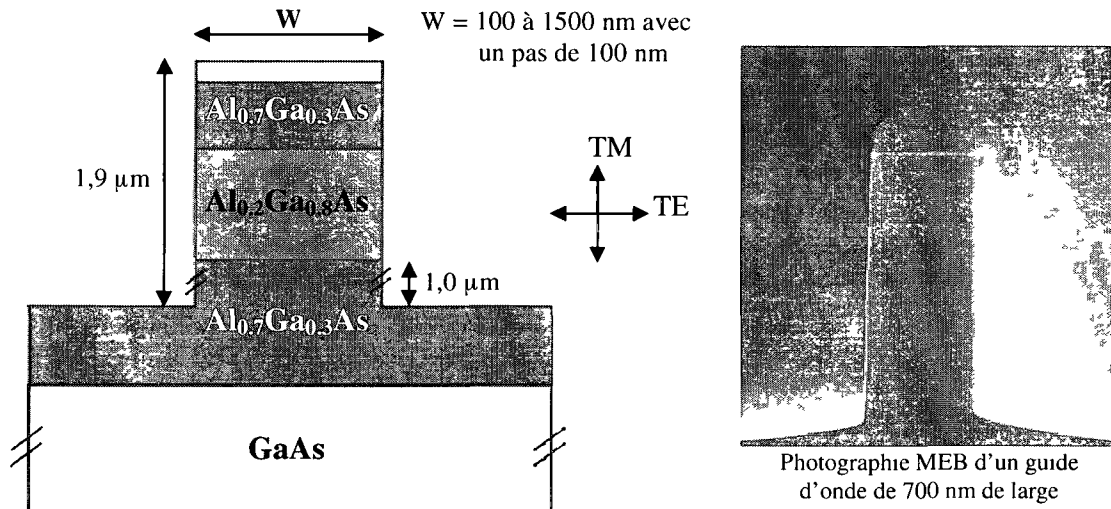


Figure 7.8 : Géométrie des guides d'onde submicrométriques

Les mesures de pertes sur ces échantillons sont illustrées à la figure 7.9.

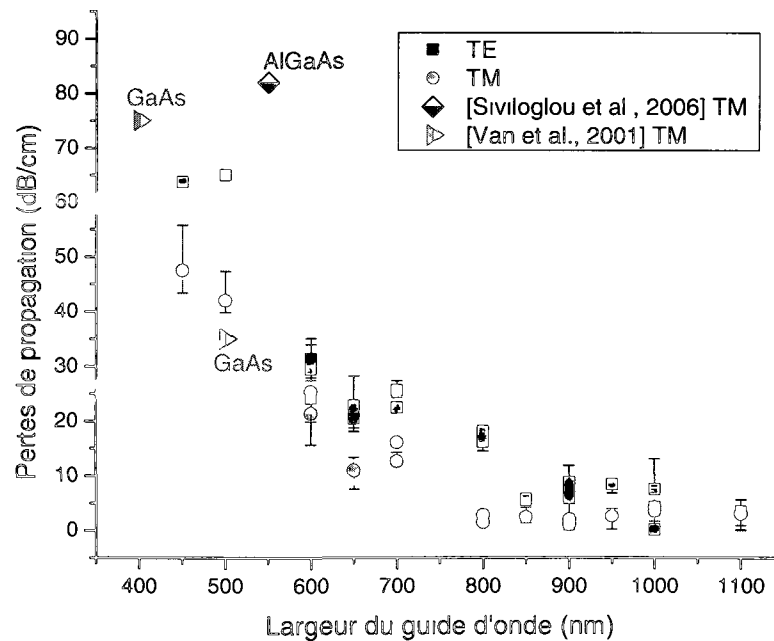


Figure 7.9 : Pertes de propagation dans des guides submicrométriques en AlGaAs

La valeur des pertes de propagation augmente lorsque la largeur du guide d'onde diminue pour atteindre $\sim 47,5$ dB/cm et ~ 64 dB/cm, respectivement pour les polarisations TM et TE, dans un guide de 450 nm de large. Ce résultat confirme que les pertes augmentent lorsque l'intensité du champ en interaction avec les surfaces augmente.

Jusqu'à aujourd'hui, Siviloglou et al. semblent être les seuls à avoir fabriqué et caractérisé un guide d'onde en GaAs/AlGaAs submicrométrique à fort rapport d'aspect. Leur hétérostructure est strictement identique à celle utilisée dans ce projet de doctorat. Pour un guide de 550 nm de large, leurs pertes s'élèvent à 82 dB/cm pour la polarisation TM [Siviloglou et al., 2006], alors que la figure 7.9 prouve que notre procédé permet de fabriquer des guides similaires avec des pertes de propagation autour de 40 dB/cm.

Alors que les pertes par le substrat sont plus élevées dans les conditions de ce projet que dans celles de Siviloglou et al., car les hauteurs des guides sont respectivement $1,9 \mu\text{m}$ et $2,3 \mu\text{m}$, dans un guide identique de 550 nm de large, les pertes de propagation sont diminuées d'environ 40 dB/cm par rapport aux travaux de référence.

Par ailleurs, les performances de ces guides d'ondes submicrométriques avec un cœur en AlGaAs sont comparables à l'état de l'art avec des géométries similaires, mais un cœur en GaAs [Van et al., 2001]. Pour un cœur guidant de section carré de 500 nm de côté, les pertes de propagation en polarisation TM s'élèvent à 35 dB/cm dans le GaAs pour Van et al. contre 42 dB/cm dans ce projet. La légère différence peut certainement être justifiée par les différences de composition et d'éloignement du cœur par rapport au substrat. En effet, même si le contraste d'indice est plus fort dans les guides de ce projet ($\sim 0,3$ vs. 0,23 pour Van et al.), la présence d'aluminium dans le cœur favorise les pertes par recombinaisons non radiatives. Ensuite, les fuites par le substrat sont potentiellement plus importantes dans ce projet, car le cœur est à $1 \mu\text{m}$ du substrat contre $1,2 \mu\text{m}$ dans le cas de Van et al.

Il reste à noter que contrairement aux résultats obtenus avec les guides micrométriques, pour les dimensions submicrométriques, les pertes sont moins élevées pour la polarisation TM que pour la polarisation TE. Cette tendance est en accord avec les références de comparaison [Van et al., 2001, Siviloglou et al., 2006].

Les guides d'onde submicrométriques en GaAs/AlGaAs sont donc très performants, ce qui valide la qualité du procédé de fabrication développé dans le cadre de ce projet de doctorat. Il est ensuite nécessaire de déterminer si ces performances sont suffisantes pour réaliser la conversion de longueur d'onde par génération de seconde harmonique.

7.3 Conversion de longueur d'onde

Des conversions de longueurs d'onde ont été réalisées dans ces guides d'onde créneaux, submicrométriques, en GaAs/AlGaAs et à fort contraste d'indice. Les expériences ont été menées par nos collaborateurs de l'INRS [Duchesne et al., 2010a, Duchesne et al., 2010b].

L'accord de phase modal entre l'onde fondamentale à 1582,3 nm et le troisième ordre de la seconde harmonique à 791,15 nm permet la génération de seconde harmonique dans ces guides d'onde. Le fort confinement favorise le recouvrement modal, ce qui rend possible l'interaction non linéaire à des puissances sub-mW. Les résultats obtenus dans un guide d'onde de 650 nm de large sont illustrés à la figure 7.10.

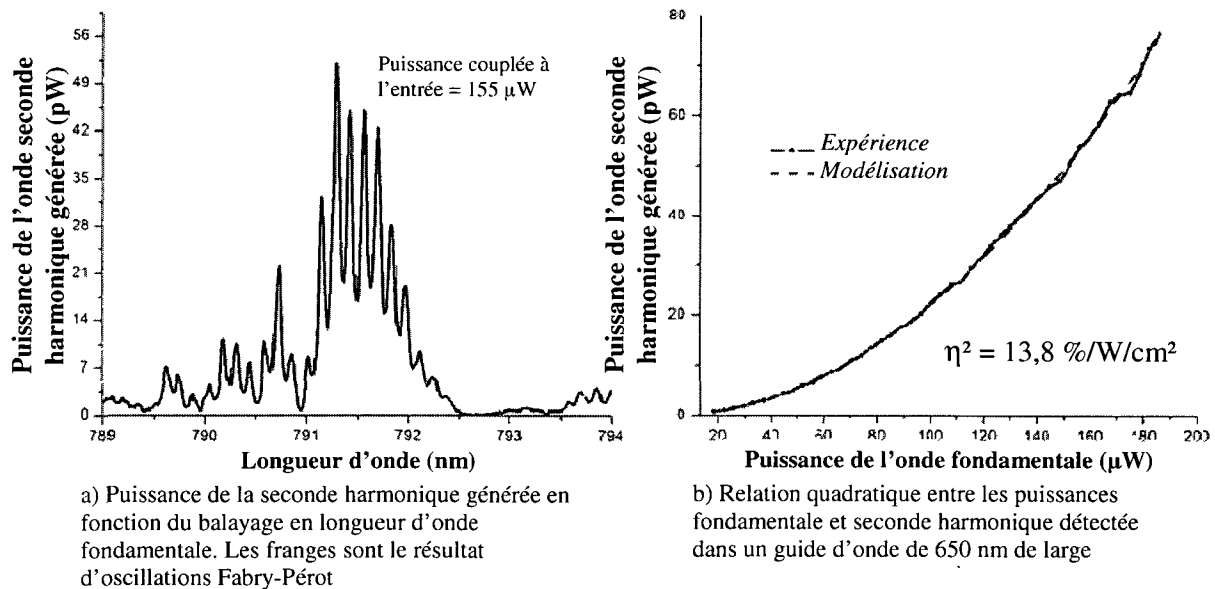


Figure 7.10 : Conversion de longueur d'onde expérimentale

Les pertes de propagations dans ce guide d'onde de 650 nm de large et de 1,26 mm de long ont été mesurées à 18,3 dB/cm. L'efficacité de conversion résultante s'élève à $\sim 14 \text{ \%}/W/\text{cm}^2$. Rappelons que la valeur théorique de ce rendement vaut $\sim 1110 \text{ \%}/W/\text{cm}^2$, lorsque les pertes de propagations sont négligées.

L'efficacité de conversion obtenue dans ce guide d'onde créneau submicrométriques est comparable à celle obtenue dans d'autres structures à accord de phase modal en AlGaAs, telles que les géométries en forme de « M » [Venugopal Rao et al., 2004, Ducci et al., 2004]. Mais le composant présenté ici est considérablement plus simple à fabriquer.

De plus, ce convertisseur de longueur d'onde est accordable en température à $0,24 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ (expérimentalement $\Delta\lambda \sim 2 \text{ nm}$ pour $+3^\circ\text{C}$) et en largeur de guide W à $1,13 \text{ nm}_{(\lambda)}/\text{nm}_{(W)}$ (expérimentalement $\Delta\lambda \sim 53 \text{ nm}$ pour $+50 \text{ nm}$, soit $1,07 \text{ nm}_{(\lambda)}/\text{nm}_{(W)}$).

7.4 Conclusion

Les guides d'onde créneaux submicrométriques en GaAs/AlGaAs réalisés dans le cadre de ce doctorat présentent des pertes de propagation $\sim 47,5 \text{ dB/cm}$ et $\sim 64 \text{ dB/cm}$, respectivement pour les polarisations TM et TE, dans un guide de 450 nm de large. Par rapport au meilleur guide équivalent présenté dans la littérature avec un cœur en AlGaAs de 550 nm de large [Siviloglou et al., 2006], les pertes de propagation sont 40 dB/cm moins élevées. De plus, les performances de ces guides en AlGaAs équivalent à celles du guide avec un cœur en GaAs de 500 nm de large le plus performant présenté dans la littérature [Van et al., 2001].

Grâce à leurs excellentes performances, ces guides d'onde submicrométriques deviennent des convertisseurs de longueurs d'onde efficaces, de 1550 nm vers 775 nm. Ce nouveau composant fonctionne à faible puissance, est intégrable, accordable et simple à fabriquer.

L'ensemble de ces résultats permet d'apprécier la qualité du procédé de fabrication développé dans ce projet de doctorat, de l'étape d'électrolithographie à celle de la gravure plasma.

CHAPITRE 8

ÉTUDE DE LA PASSIVATION DE SURFACE

La géométrie et la qualité de la fabrication des guides d'onde submicrométriques sont essentielles pour minimiser les pertes de propagation, ces paramètres ont été étudiés dans les chapitres précédents. Afin d'optimiser les performances, il est également important de minimiser les pertes par recombinaisons non radiatives (c'est-à-dire l'absorption parasite) sur les niveaux d'énergie profonds. Lorsque ces derniers se situent en surface, ils se nomment états de surface. Les travaux présentés ici posent les bases pour une minimisation future de la densité d'états de surface sur les parois des guides d'onde.

Ce chapitre présente tout d'abord la notion d'états de surface, le passivation et ses avantages sur les composants semi-conducteurs. Ensuite, une revue de littérature des différentes techniques de passivation du GaAs permet d'introduire le protocole de passivation retenu dans ce projet avec ces variantes.

Finalement, l'efficacité des traitements de passivation retenus et réalisés sur du GaAs est évaluée par une caractérisation électrique puis par des mesures optiques non destructives de photoluminescence (PL). L'objectif est de déterminer si le traitement de passivation est efficace pour réduire la densité d'états de surface du GaAs et si la PL est une technique de caractérisation non destructive appropriée.

8.1 Passivation de la surface d'un semi-conducteur

8.1.1 États de surface et d'interface

Dans le volume d'un semi-conducteur, les états électroniques sont :

- Les bandes de valence et de conduction, résultantes de la périodicité du réseau cristallin ;

- des niveaux d'énergie discrets, proches des bandes autorisées, associés aux donneurs ou aux accepteurs ;
- des niveaux d'énergie discrets, au milieu de la bande interdite, associés aux centres profonds.

À la surface du semi-conducteur, ces états électroniques sont modifiés par un phénomène intrinsèque : la périodicité du réseau cristallin est rompue abruptement aux surfaces. Dans le volume, chaque atome établit des liaisons avec chacun de ses voisins alors qu'à la surface, le demi-plan vide présente beaucoup de liaisons pendantes. Cette rupture de périodicité entraîne l'existence d'états électroniques différents de ceux existant en volume. À cela, vient se combiner le phénomène extrinsèque d'adsorption à la surface d'atomes étrangers tels que l'oxygène pour former un oxyde natif.

La présence d'atomes étrangers, la relaxation du réseau cristallin et les phases complexes qui peuvent coexister au voisinage de la surface et qui forment l'oxyde natif favorisent l'existence d'états de surface (ou d'interface).

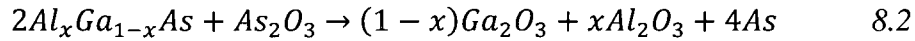
8.1.1.1 Ordre de grandeur des densités d'états de surface

Sur une surface propre, la densité d'états de surface est approximativement déterminée par le nombre de liaisons non saturées : une par atome pour le silicium, c'est-à-dire $7.10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Dans des conditions usuelles, le minimum de la densité d'état de surface du silicium est typiquement de l'ordre de $1.4.10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ [Mathieu and Fanet, 2009]. Cette interface Si-SiO₂ a été optimisée empiriquement pour donner des densités d'états d'interface inférieure à 1 défaut pour 10^4 à 10^6 atomes de silicium, ce qui correspond à un minimum de la densité d'états d'interface entre 10^8 et $10^9 \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ dans la bande interdite [Gourrier and Friedel, 1983]. Cette faible densité d'états permet au niveau de Fermi de bouger librement à travers la bande interdite pour atteindre l'inversion et garantir le bon fonctionnement des structures MOS (Métal-Oxyde-Semi-conducteur).

Quant au GaAs, et les semi-conducteurs III-V en général, leur nature composée rend les propriétés de surface plus complexes. L'oxyde natif d'environ 20 Å d'épaisseur introduit une grande densité d'état de surface, supérieure à $10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$, qui provoque l'ancrage du niveau de Fermi au milieu de la bande interdite [Kapila and Malhotra, 1996]. La grande réactivité de

l'aluminium rend l'oxyde natif de l'AlGaAs encore plus épais et plus complexe que celui du GaAs.

Les trois oxydes principaux de l'AlGaAs/GaAs sont l'oxyde d'aluminium (Al_2O_3), l'oxyde de gallium (Ga_2O_3) et l'oxyde d'arsenic (As_2O_3). Ce dernier est instable et génère de l'arsenic élémentaire sur la surface selon les réactions suivantes :



Les propriétés chimiques et électroniques de ces oxydes natifs constituent un véritable obstacle au développement technologique du GaAs.

Plusieurs théories ont été proposées pour expliquer l'origine des états d'interface et l'ancrage du niveau de Fermi sur les semi-conducteurs III-V, mais aucun modèle existant à ce jour ne décrit parfaitement la physique et la chimie des interfaces isolant-III-V telles qu'elles sont observées expérimentalement [Jaouad, 2005, Hasegawa and Akazawa, 2008]. Par exemple, le modèle unifié de défaut se base sur l'adsorption de monocouche à la surface, indépendamment de l'atome adsorbé, qui ancre le niveau de Fermi à 0,75 eV au dessus de la bande de valence du n-GaAs (0,52 eV pour le p-GaAs) [Spicer et al., 1979]. Le modèle DIGS (*disorder induced gap states*) suppose que les procédés génèrent un désordre de liaisons à l'interface, qui réduit la séparation entre les liaisons liante / anti-liante et génère un continuum de niveaux donneurs et accepteurs dans la bande interdite [Hasegawa and Ohno, 1986]. Le modèle de l'énergie effective d'extraction se base sur les réactivités différentes du gallium et de l'arsenic causant une oxydation hétérogène. L'arsenic élémentaire présent sur la surface serait le principal responsable de la forte densité d'états de surface [Freeouf and Woodall, 1981].

Le tableau 8.1 récapitule les ordres de grandeur des densités d'états de surface pour l'interface de référence Si-SiO₂ et pour les surfaces des semi-conducteurs III-V. Ces valeurs correspondent au minimum de la distribution en énergie, qui a généralement une forme en « U » dans la bande interdite, telle qu'illustrée à la figure 8.1.a) [Hasegawa and Akazawa, 2008]. La densité d'états de surface est minimale au voisinage du milieu de la bande interdite et augmente exponentiellement en direction des bandes de valence et de conduction. La figure 8.1.b) illustre le cas particulier du GaAs avec un minimum à 0,44 eV au dessus de la bande de

valence calculé avec le modèle DIGS. La figure 8.1.c) montre des mesures de densité d'états de surface sur GaAs réalisées par différents auteurs en fonction de divers traitements de surface.

Tableau 8.1 : Ordre de grandeur des densités d'états de surface

	Si - SiO ₂ optimisée	III-V - oxyde natif
Densité d'états de surface	10^8 à 10^9 cm ⁻² eV ⁻¹	$> 10^{13}$ cm ⁻² eV ⁻¹

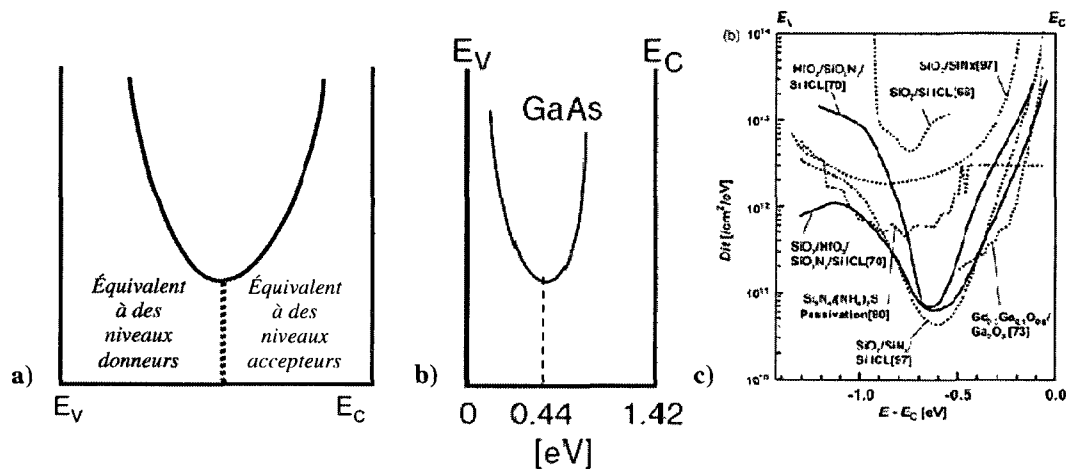


Figure 8.1 : Distribution en énergie typique de la densité d'états de surface [Hasegawa and Akazawa, 2008]

8.1.1.2 Centres de recombinaison non radiative

Les états de surface localisés vers le milieu de la bande interdite réduisent typiquement les performances des composants semi-conducteurs électroniques ou optoélectroniques. Ils piègent les porteurs de charge libres intrinsèques, extrinsèques ou injectés par l'intermédiaire d'une excitation externe (optique, thermique, électrique) et deviennent des centres de recombinaison non radiative particulièrement efficaces. Concrètement, les états de surface modifient les populations des bandes permises et altèrent les transitions énergétiques, les déplacements et les temps de vie des électrons et des trous.

La figure 8.2 représente le diagramme énergétique d'un semi-conducteur de type n en l'absence (a) et en présence (b, c) d'états de surface [Mathieu and Fanet, 2009]. La figure 8.2.b) représente un cas avec peu d'états de surface qui créent des niveaux accepteurs avec une densité relativement faible par rapport à la densité de donneurs (c'est-à-dire par rapport à la

densité de porteurs majoritaires). Le résultat est que les états de surface piègent des électrons et sont saturés sans trop affecter la densité de porteurs majoritaires. La densité d'électrons libres diminue et la bande de conduction s'éloigne légèrement du niveau de Fermi : les bandes sont courbées au voisinage de la surface, mais le semi-conducteur reste de type n et le comportement global est inchangé. Sur la figure 8.2.c), les états de surface génèrent une densité importante de niveaux accepteurs. Au niveau de la surface, le semi-conducteur devient de type p avec une couche d'inversion. Les porteurs minoritaires dérivent vers la surface où ils se recombinaient non radiativement.

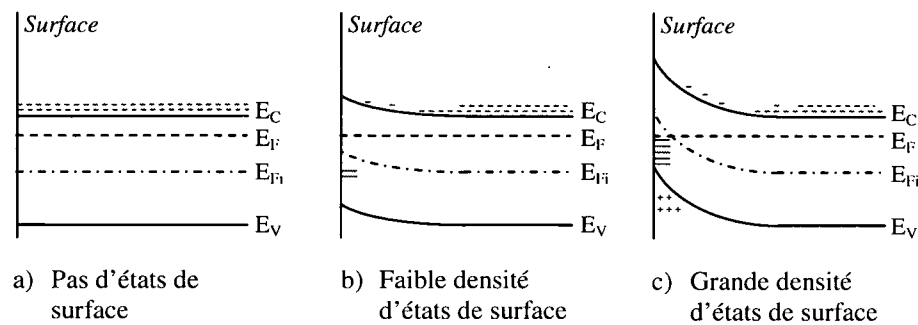


Figure 8.2 : Évolution des courbures de bande avec la densité d'états de surface
[Mathieu and Fanet, 2009]

Les problèmes causés par les états de surface sont bien connus en électronique, car ce sont précisément eux qui limitent les technologies MOS. Dans ce document, la notation MOS sera choisie lorsque l'isolant utilisé est un oxyde natif, tel que le SiO_2 sur le silicium. En revanche, lorsque l'isolant est un diélectrique autre, on parle de structures MIS (Métal-Isolant-Semi-conducteur), par exemple le nitrure de silicium sur silicium ou sur GaAs.

Lorsque la densité d'états de surface est trop élevée, elle entraîne un ancrage du niveau de Fermi qui est incompatible avec le principe de fonctionnement des dispositifs MOS, puisque la modulation de la charge par la tension de grille est rendue impossible. Les couches d'accumulation et d'inversion susceptibles de former le canal de conduction dans un transistor MOSFET (à effet de champ) ne peuvent pas apparaître.

Le silicium, avec son oxyde natif de bonne qualité, peut sembler ne pas être concerné par ce problème. Cependant, l'émergence des nouveaux diélectriques, par exemple les *low-k*, devrait voir arriver ces problèmes associés aux surfaces. Par ailleurs, avec la réduction des

dimensions, le rapport surface sur volume augmente, tout comme l'influence des états de surface. Il est donc important de trouver une technique pour contrôler les surfaces et les interfaces des semi-conducteurs afin de minimiser les densités d'états de surface. La solution technologique est un traitement de surface appelé passivation.

8.1.2 Définition de la passivation de surface

« La passivation d'un dispositif semi-conducteur est un procédé qui permet de stabiliser les propriétés de la surface, sans perturber ses caractéristiques fonctionnelles. Ceci revient à réduire l'activité électrique et la réactivité chimique de l'interface ou de la surface du semi-conducteur » [Jaouad, 2005]. Dans le cadre de ce projet, la passivation peut être simplement assimilée à un traitement de surface du semi-conducteur, qui réduit la densité d'état de surface. Plus globalement, une passivation de surface peut être réalisée par un dépôt de couche électriquement et chimiquement neutre sur un dispositif afin de le protéger des contaminations de l'air telles que l'oxydation ou l'adsorption de contaminants. Ce procédé est couramment utilisé pour : empêcher l'appauvrissement en éléments V, plus volatils que les éléments III, lors d'un recuit d'implantation dans les semi-conducteurs composés tels que le GaAs [Pashley et al., 1974] ; protéger les faces latérales des structures semi-conductrices créneau [Wang et al., 1990] telles que des lasers ou des guides d'onde ; protéger les régions d'interconnexions des composants électroniques [Chapman and Burns, 1987].

8.1.3 Intérêts de la passivation pour les composants semi-conducteurs

La passivation de surface des composants semi-conducteurs diminue la densité d'états de surface dans le but de permettre le fonctionnement ou d'améliorer les performances des composants. Par exemple, en électronique, la passivation peut désancrer le niveau de Fermi du milieu de la bande interdite, permettant le fonctionnement des dispositifs MOSFET (transistors métal-oxyde-semi-conducteur à effet de champ). Plus globalement, la passivation de surface améliore les performances de tous les dispositifs semi-conducteurs sensibles aux états de surface, tels que les composants optoélectroniques : elle peut aider à réduire la tension seuil des émetteurs de lumière [Amarnath et al., 2005, Englund et al., 2007], augmenter la puissance émise [Su et al., 2003], augmenter la sensibilité des photodétecteurs [Lee and Lee,

2005], ou réduire les courants de fuite [Lee and Lee, 2005] et les pertes de propagation [Liao et al., 2000]. Quelques exemples sont détaillés ci-après.

Le composant optoélectronique standard est le laser, fabriqué sur des hétérostructures à base de semi-conducteurs III-V. Les états de surface vont causer des recombinaisons non radiatives des porteurs et réduire le rendement énergétique. À haute puissance, ils peuvent également engendrer l'autodestruction des facettes lorsque l'énergie est transférée au matériau et que la température locale s'élève au-delà du point de fusion : les facettes fondent, recristallisent et sont irréversiblement endommagées. Ce phénomène s'appelle le « dommage optique catastrophique ». Pour un laser GaAs/AlGaAs, ce dommage apparaît pour des densités de puissance entre 1 et 5 MW.cm⁻². La passivation de surface permet d'augmenter cette densité critique entre 10 et 20 MW.cm⁻² [Kapon, 1999]. La figure 8.3 schématise les performances de diodes lasers de puissance à base d'AlGaInP à cavité Fabry-Pérot, avec et sans passivation. La passivation permet de repousser le dommage optique catastrophique [Lambert et al., 2006] et d'augmenter la puissance maximale de sortie de 25 % [Howard et al., 1993].

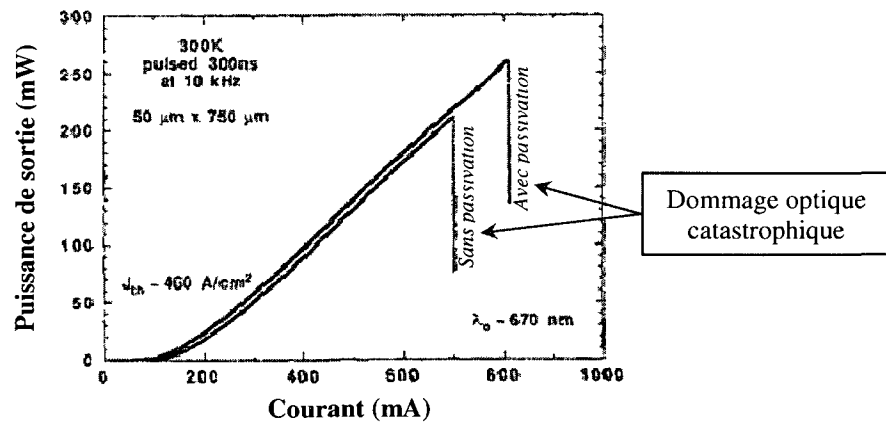


Figure 8.3 : Performance d'une diode laser améliorée par passivation
[Howard et al., 1993]

La figure 8.4 montre le courant de fuite, équivalent au bruit, en fonction de la tension de polarisation d'un photodétecteur en GaAs avec et sans passivation de surface [Lee and Lee, 2005]. Elle illustre aussi l'amélioration des performances introduite par la passivation. Cette propriété se transpose directement aux cellules solaires pour lesquelles les rendements énergétiques doivent être maximisés.

Finalement, en plus d'améliorer les propriétés des composants semi-conducteurs, la passivation les protège physiquement, ce qui stabilise les propriétés et assure la fiabilité des dispositifs dans le temps.

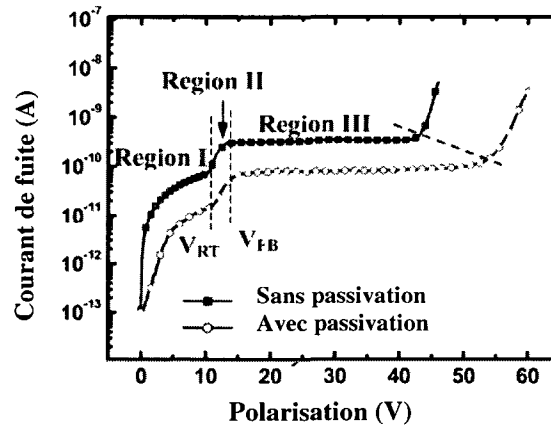


Figure 8.4 : Réduction du courant de fuite d'un photodétecteur par passivation
[Lee and Lee, 2005]

8.1.4 Revue de littérature des techniques de passivation de GaAs

Les oxydes natifs du GaAs et de l'AlGaAs étant instables, ils doivent être remplacés par un diélectrique de meilleure qualité afin de stabiliser l'interface isolant-semi-conducteur. La passivation du GaAs et de l'AlGaAs est donc naturellement plus complexe que celle du silicium.

Un diélectrique idéal peut être défini comme étant un matériau amorphe ou cristallin, sans porteurs de charge libres, sans charges fixes et sans ions mobiles. La constante diélectrique ne doit pas présenter de dispersion par rapport à la fréquence (jusqu'aux fréquences micro-onde, soit environ 1 GHz). De plus, une interface isolant-semi-conducteur idéale ne doit avoir ni défaut cristallin ni inclusion non-stœchiométrique. Elle doit présenter une grande barrière d'énergie contre l'injection des porteurs dans le semi-conducteur en présence de champ électrique élevé ou d'excitations optique et thermique. Cette interface doit être stable et inerte chimiquement.

En s'inspirant de l'interface référence Si-SiO₂, les premières expériences de passivation ont consisté à enlever l'oxyde natif du GaAs puis à faire croître un nouvel oxyde natif de façon contrôlée par un traitement thermique, anodique ou autre. La couche obtenue est un mélange

d'oxydes de Ga et d'As amorphe avec des inclusions d'As élémentaire qui ne présentent pas les stabilités thermiques et chimiques nécessaires.

Ensuite, des dépôts de couches diélectriques, tels que la pyrolyse de silane, ont été testés. Mais la température de procédé (400°C pour le SiO_x et 600°C pour le $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$) est trop élevée et de nouveaux défauts sont créés dans le substrat de GaAs par évaporation d'As. Le dépôt de SiO_2 a également été effectué par croissance épitaxiale (MBE-*Molecular Beam Epitaxy*) mais le niveau de Fermi est resté ancré et l'inversion n'a pas été observée. Les meilleurs résultats publiés à ce jour [Hong et al., 1996, Passlack et al., 1997] ont été obtenus avec un procédé particulièrement complexe : Dépôt d'une couche de Ga_2O_3 , l'oxyde natif le plus stable du GaAs, via l'évaporation de gallium métallique par faisceau d'électron dans un plasma RF d'oxygène. Un traitement plasma H_2 est préalablement nécessaire suivi d'un traitement plasma N_2 , le premier enlève l'oxyde natif alors que le second passive les liaisons pendantes et forme une couche de nitrure. Ce procédé permet de fabriquer des diodes MIS fonctionnelles sur GaAs avec une densité d'états d'interface minimale qui avoisine les $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Ces différentes expériences sont détaillées dans la thèse de doctorat d'Abdelatif Jaouad de l'Université de Sherbrooke [Jaouad, 2005].

Enfin, il existe des méthodes de passivation chimique qui traitent la surface du GaAs, potentiellement après une désoxydation, afin de la rendre stable en présence d'oxygène et d'éviter la ségrégation de l'arsenic. Pour réussir la passivation, il est nécessaire d'apporter un élément chimique plus difficile à oxyder que le gallium et qui s'adsorbe fortement sur la surface du GaAs afin de former une barrière impénétrable. La surface du GaAs, sans oxyde natif, présente deux liaisons pendantes par atome. Les composés de la famille des non-métaux avec une valence de 2 (tel que l'oxygène) remplissent ces conditions : le soufre et le sélénium [Jaouad, 2005]. La passivation au soufre a été la plus largement utilisée, elle est la plus efficace et a donc été retenue dans ce projet. Elle est détaillée au paragraphe 8.2.2.

Cette technique est très efficace pour passiver les semi-conducteurs III-V, cependant elle présente un problème de stabilité dans le temps, tel qu'illustré par nos résultats présentés la figure 8.16. Lorsque la surface traitée au soufre est exposée à l'air, la surface se ré-oxyde en quelques heures, car les liaisons S-Ga et S-As sont plus faibles que les liaisons O-Ga et O-As, et les propriétés se dégradent. Il est donc nécessaire de protéger cette surface fraîchement

passivée en y déposant une couche diélectrique. Cela peut être considéré comme une double passivation. Une telle expertise en double passivation a été développée à l'université de Sherbrooke [Jaouad, 2005].

8.2 Protocole de passivation de GaAs et d'AlGaAs

Un procédé de passivation fiable et reproductible se déroule typiquement en trois étapes :

- Nettoyage de la surface du semi-conducteur ;
- bain dans du sulfure d'ammonium, qui désoxyde complètement la surface et la passive avec du soufre ;
- dépôt PECVD de nitrure de silicium (Si_3N_4), qui protège la surface de l'oxygène et la stabilise dans le temps.

Ce procédé de passivation est particulièrement sensible et il est primordial de minimiser les sources de contamination [Jaouad, 2005]. La variante utilisée dans ce projet est détaillée ci-après.

8.2.1 Nettoyage de la surface du semi-conducteur

Afin de minimiser les contaminations, il est important de nettoyer la vaisselle avant de l'utiliser pour nettoyer le semi-conducteur. Ces étapes de nettoyage sont détaillées dans le tableau 8.2.

Les structures à passiver dans ce projet contiennent des couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ directement exposées sur les flancs des guides d'onde. Or, l'aluminium s'oxyde excessivement rapidement. Afin de faire le traitement de surface sans endommager les couches contenant de l'aluminium, l'étape de nettoyage du GaAs a été adaptée pour l'AlGaAs. Elle est détaillée dans le tableau 8.3.

Cette étape peut induire des modifications de surface telles que des variations de stœchiométrie ou de la microrugosité. Il est donc très important d'adapter ce nettoyage aux étapes de fabrication antérieures et aux contaminations potentielles associées tout comme aux contraintes de la structure, par exemple une métallisation ou une couche de *cap* qui pourraient se faire graver.

Tableau 8.2 : Étapes de nettoyage de la vaisselle et du GaAs

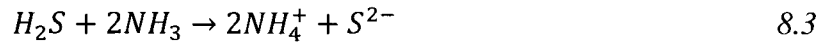
Nettoyage de la vaisselle en verre			
Contaminants organiques (résine, polymères, traces de doigts)	HCl :H ₂ O ₂ :H ₂ O 1:1:5 Rinçage séchage	10 min	
Résidus métalliques	HCl:HNO ₃ 3:1 (eau régale) Rinçage séchage	10 min (solution orangée qui attaque aussi le verre)	
Contaminants organiques	Acétone, I.P.A., eau désionisée		
<i>HCl acide chlorhydrique / H₂O₂ Peroxyde d'hydrogène / HNO₃ acide nitrique</i>			
Nettoyage du GaAs (RCA simplifié)			
Contaminants organiques	Opticlear Acétone Méthanol (facultatif) I.P.A. Rinçage Séchage	10 à 15 min 60 à 70 °C (< point d'ébullition) 5 min douche eau désionisée	
Contaminants organiques + Légère attaque GaAs	NH ₄ OH:H ₂ O ₂ :H ₂ O 1:1:5 Rinçage rapide	1 à 30 s	H ₂ O ₂ oxyde le GaAs NH ₄ OH grave l'oxyde
Contaminants métalliques	HCl :H ₂ O ₂ :H ₂ O 1:1:6 Rinçage rapide	2 s à 1 min	
Désoxydation	HF:H ₂ O 1:1 Rinçage rapide, séchage	10 à 30 s	
<i>NH₄OH Hydroxyde d'ammonium</i>			

Tableau 8.3 : Étapes de nettoyage du GaAs/AlGaAs

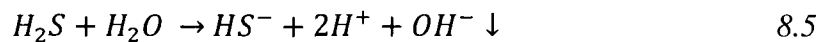
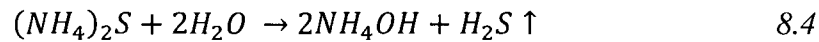
Nettoyage du GaAs/AlGaAs			
Contaminants organiques	Opticlear Acétone Méthanol (facultatif) I.P.A. Rinçage Séchage	10 à 15 min 60 à 70 °C (< point d'ébullition) 5 min douche eau désionisée	
Contaminants organiques + Légère attaque GaAs	NH ₄ OH:H ₂ O ₂ :H ₂ O 1:1:5 Rinçage rapide	5 s	H ₂ O ₂ oxyde le GaAs NH ₄ OH grave l'oxyde
Désoxydation – Facultative	BOE 6 :1 Rinçage HCl:H ₂ O 1:3 Rinçage Séchage	30 s 5 s 2 à 10 s 5 s	Oxydes de Ga et d'As Oxyde d'aluminium (Al ₂ O ₃)
<i>BOE (buffered oxide etch)</i>			

8.2.2 Bain dans une solution de sulfure d'ammonium $(\text{NH}_4)_2\text{S}$

Une solution commerciale de sulfure d'ammonium est fabriquée en faisant barboter du sulfure d'hydrogène (H_2S) dans une solution d'ammoniac (NH_3) :



Cette solution fraîchement fabriquée est transparente, corrosive à cause du NH_4^+ et dégage une odeur désagréable « d'œuf pourri » à cause du H_2S . Le $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ est également soluble dans l'eau selon les réactions suivantes :



Rapidement, des anions polysulfures (S_x^{2-}), du soufre et divers produits d'oxydation sont générés. Plus les polysulfures sont longs et nombreux plus la solution vire au jaune.

Les conditions du bain dans une solution de sulfure d'ammonium sont détaillées dans le tableau 8.4.

Tableau 8.4 : Procédé de passivation chimique du GaAs

Passivation Soufre		
Passivation chimique	$(\text{NH}_4)_2\text{S}$	30 minutes, 50°C bain-marie
	Rinçage Séchage	Précipitation de soufre sur la surface Rapide + 2 min douche
Recuit rapide	350 °C, 5 min Atmosphère N_2/H_2 90/10	Face arrière vers le haut pour la sublimation du S en évitant celle de l'As

8.2.3 Dépôt PECVD de nitrure de silicium Si_3N_4

Les premières couches de diélectriques pour la passivation double s'inspiraient du silicium et ont été réalisées en évaporant du SiO_2 [Jaouad and Aktik, 2002]. Même si les résultats électriques étaient satisfaisants avec un niveau de Fermi libre, après quelques mois, le composant était instable dû à la qualité modeste et à la nature poreuse du SiO_2 évaporé. Une autre technique de dépôt à basse température (afin d'éviter l'appauvrissement en élément V, en l'occurrence l'As) est le dépôt PECVD. Un dépôt PECVD de SiO_2 n'est pas la meilleure

solution, car les gaz oxyderaient la surface et la présence d'oxygène au niveau de l'interface risque de déstabiliser la surface à long terme. Même si l'oxyde SiO_2 déposé par PECVD est moins poreux que le SiO_2 évaporé, il reste perméable à l'humidité de l'air et n'empêche pas la diffusion des ions mobiles tels que les ions sodium (Na^+). La solution est donc un dépôt PECVD de nitrure de silicium. La grande résistance mécanique et la résistance à l'humidité font que le Si_3N_4 PECVD est largement utilisé, entre autres comme couche de passivation, pour l'encapsulation finale des dispositifs et comme couche de protection pour les recuits des semi-conducteurs III-V.

8.2.3.1 Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD)

Immédiatement après la passivation au soufre, une couche de Si_3N_4 de 70 nm est déposée par PECVD dans le réacteur ICP « MESC Multiplex CVD » de la compagnie *Surface Technology Systems* (STS) au CRN². La recette utilisée, nommée « SiN », est détaillée dans le tableau 4.1.

Tableau 8.5 : Recette de dépôt Si_3N_4 PECVD, haute ou basse fréquence

Chimie				Fréquence	
SiH_4	40 sccm	P_{ICP}	20 W	Haute	13,56 MHz
N_2	1960 sccm	Pression	300 mTorr	Basse	380 kHz
NH_3	40 sccm	Température	300 °C		
Indice de réfraction :				1,976 à 633 nm (haute fréquence)	
				1,914 à 633 nm (basse fréquence)	
Épaisseur :				70 nm (haute fréquence)	
				72 nm (basse fréquence)	

L'énergie de dissociation de l'azote étant beaucoup plus élevée que celle du silane, de l'ammoniac est ajouté afin de fournir l'azote nécessaire pour optimiser la stœchiométrie et d'obtenir un indice de réfraction proche de 2,0. Par ailleurs, de l'hydrogène est incorporé dans le nitrure, via le silane et l'ammoniac ; il a un impact important sur les propriétés optiques et électriques de la couche en modifiant la stœchiométrie, donc l'indice de réfraction et la densité. Cela peut nuire aux performances électriques (tension de claquage, résistivité) des dispositifs. L'hydrogène peut également avoir un effet positif au niveau des interfaces en comblant les liaisons pendantes avec sa valence de 1.

8.2.3.2 Influence de la fréquence de la source RF

La fréquence des sources RF qui génère le plasma figure très rarement comme variable sur les appareillages de dépôt. La fréquence la plus utilisée est 13,56 MHz dans les réacteurs commerciaux essentiellement grâce à la licence industrielle correspondante. Certains réacteurs, tels que celui disponible au CRN², disposent également d'une source basse fréquence (inférieure à 500 kHz).

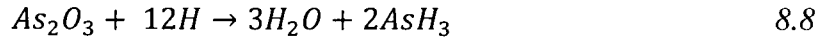
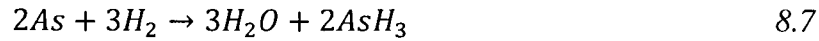
Les caractéristiques du dépôt (stœchiométrie et indice de réfraction) vont être influencées par les propriétés du plasma, qui sont elles inhérentes aux fréquences utilisées : en effet, en haute fréquence ($> \sim 1$ MHz) les ions sont trop « lourds » et ne peuvent pas suivre les variations de champ électromagnétique à cause de leur grande inertie. Le substrat est donc moins soumis au bombardement ionique.

La majorité des travaux précédents en « double » passivation (soufre et Si_xN_y PECVD) a été réalisée à haute fréquence. Lors du développement de procédé de passivation à Sherbrooke, Abdelatif Jaouad a fabriqué des capacités MIS avec des dépôts LF-PECVD basse fréquence sur GaAs [Jaouad et al., 2004a] et AlGaAs [Jaouad and Aimez, 2006]. Ses résultats prouvent que la passivation en basse fréquence est plus performante, car à cette fréquence :

- la passivation au sulfure d'ammonium peut se faire sans l'étape de désoxydation, donc sans utiliser de solution acide ou basique,
- un bon degré de passivation peut être atteint par simple dépôt de Si_xN_y PECVD basse fréquence, ce qui permet d'éviter la passivation au sulfure d'ammonium.

Les meilleurs résultats ont été obtenus avec un dépôt de Si_xN_y basse fréquence sur une surface sulfurée non désoxydée, tandis que le procédé le plus simple consiste à déposer directement le Si_xN_y sur le GaAs ou l'AlGaAs.

Ces résultats montrent que le dépôt de Si_xN_y PECVD basse fréquence peut être assimilé à un procédé de passivation et non comme de l'encapsulation seulement. Le bombardement d'ions H^+ , provenant du SiH_4 et du NH_3 , considérablement plus important à basse fréquence qu'à haute fréquence, semble être à l'origine de cette propriété : L'arsenic élémentaire et l'oxyde d'arsenic restant à la surface après le traitement soufre (particulièrement sans la désoxydation) sont réduits en arsine selon les réactions suivantes :



8.2.4 Recuit rapide

La couche de passivation Si_xN_y préalablement déposée peut subir un recuit rapide (RTA) de 1 à 5 minutes à 400°C afin d'optimiser les liaisons de l'interface GaAs- Si_xN_y . Ce RTA peut aider à faire diffuser l'hydrogène (naturellement incorporé dans les couches de nitrure de silicium déposé par PECVD) vers l'interface semi-conducteur-isolant. Cette hydrogénation de la surface améliore la passivation et réduit la densité des états de surface.

Généralement, le RTA présente divers intérêts pour la microfabrication, par exemple la diffusion d'espèces aux interfaces, la relaxation des contraintes, l'amélioration des propriétés structurales d'une couche mince (cristallisation, densification, élimination des défauts, etc.), ou encore l'activation de dopants.

8.2.5 Différents procédés de passivation

Le tableau 8.6 récapitule les différents traitements de passivation réalisés sur GaAs non structuré dans le cadre de ces travaux.

Tableau 8.6 : Les différents traitements de passivation testés

Nom de l'échantillon	Bain $(NH_4)_2S$	Dépôt PECVD de Si_xN_y		Recuit
		Basse fréquence	Haute fréquence	
SiN BF		X		
SiN BF + Recuit		X		X
SiN BF + S	X	X		
SiN BF + S + Recuit	X	X		X
SiN HF			X	
SiN HF + Recuit			X	X
SiN HF + S	X		X	
SiN HF + S + Recuit	X		X	X

Le tableau 8.7 présente les différents types de GaAs utilisés dans cette étude. Seul le n-GaAs sera utilisé de façon récurrente, afin de comparer les deux techniques de caractérisation électrique et optique. Quelques passivations seront également réalisées sur du p-GaAs et sur du GaAs semi-isolant pour les caractérisations optiques.

Tableau 8.7 : Les différents matériaux utilisés

	n-GaAs	p-GaAs	SI-GaAs
Dopage	7 à $8.10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	-
Résistivité	2 à $2,4.10^{-2} \Omega.\text{cm}$	1 à $1,3.10^{-1} \Omega.\text{cm}$	$> 10^6 \Omega.\text{cm}$

8.3 Évaluation de l'efficacité des procédés de passivation

L'efficacité d'un traitement de passivation est traditionnellement évaluée en testant les performances ultimes des dispositifs électroniques ou photoniques. Concrètement, cela signifie que l'optimisation du traitement de passivation requiert la réalisation de nombreux dispositifs, pour lesquels beaucoup d'étapes de fabrication sont nécessaires.

Le procédé de passivation choisi dans ce projet utilise une couche de Si_xN_y déposée par PECVD en guise de diélectrique de passivation/encapsulation de la surface. Pour évaluer l'efficacité de ce procédé de passivation, on peut réaliser des structures MIS. Même si la caractérisation électrique de ces dispositifs est bien documentée et que l'extraction de données quantitatives sur la distribution de la densité des états de surface est possible dans la plupart des cas, cette approche n'est pas adaptée aux dispositifs photoniques. Ces derniers sont fabriqués dans des hétérostructures III-V et les surfaces passivées peuvent s'étendre sur différents matériaux et différentes orientations cristallographiques. Dans le cas de composants passifs, tels que les guides d'onde étudiés dans ce projet, l'ajout de contacts métalliques alourdit le procédé de fabrication et endommage potentiellement la surface.

Entre tester les dispositifs finaux ou fabriquer des contacts métalliques, l'évaluation de l'efficacité de la passivation de surface s'avère non triviale. Une alternative consiste à caractériser de façon non destructive, c'est-à-dire sans contact : les diagnostics optiques

remplissent ces critères. Nous allons donc évaluer la possibilité d'utiliser la photoluminescence (PL) à température ambiante pour caractériser les surfaces passivées, en comparant les mesures PL et électriques.

8.3.1 Caractérisation électrique

Les techniques usuelles de caractérisation qui permettent d'évaluer la densité des états d'interface sur les structures MIS sont basées sur des mesures électriques qui nécessitent des contacts sur l'échantillon.

8.3.1.1 Mesures C-V

La caractérisation électrique des structures MIS se fait typiquement par des mesures C-V (Capacité-Voltage). Le résultat est illustré à la figure 8.5.a) [Sze, 2002]. L'annexe C rappelle le principe de fonctionnement d'une capacité MIS idéale.

La capacité dynamique (variation de la densité totale de charge sur la variation de la tension appliquée) permet d'extraire plus de paramètres concernant la structure MIS que la capacité statique. Les mesures sont donc dynamiques : la tension continue de polarisation V est incrémentée avec un pas de l'ordre de 50-100 mV et un signal alternatif d'amplitude 20-30 mV et de fréquence voisine de 1 MHz lui est superposé.

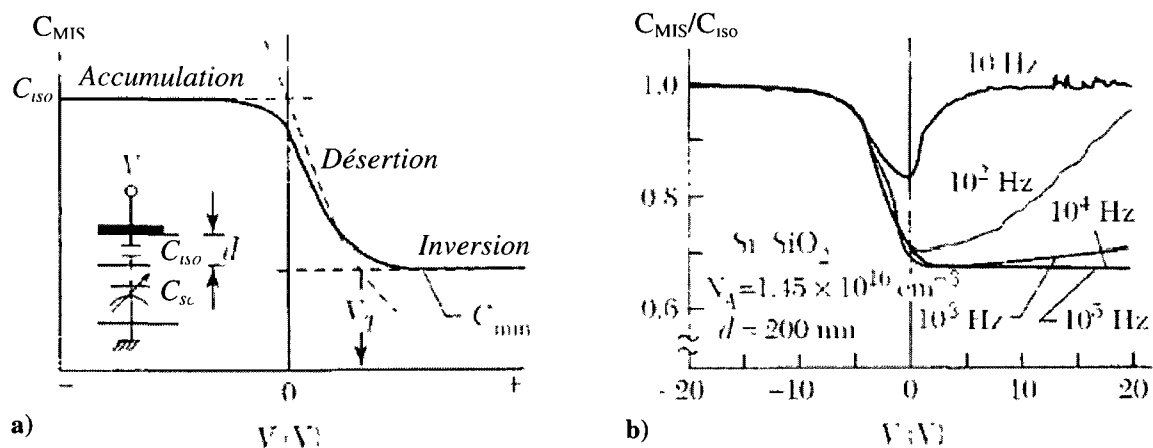


Figure 8.5 : Courbes C-V d'une capacité MIS sur un semi-conducteur dopé p [Sze, 2002]

La capacité globale de cette structure MIS est une combinaison en série de la capacité de l'isolant C_{iso} et de la capacité variable à la surface du semi-conducteur C_{sc} , tel qu'illustré dans l'insertion de la figure 8.5.a).

$$\frac{1}{C_{MIS}} = \frac{1}{C_{iso}} + \frac{1}{C_{sc}} \quad 8.9$$

En régime d'accumulation, C_{sc} est beaucoup plus grande que C_{iso} et la capacité de la structure MIS se réduit à C_{iso} . En régime de désertion, la zone de charge d'espace est de plus en plus large, C_{sc} diminue tout comme C_{MIS} . En régime d'inversion, la charge de désertion devient sensiblement constante et la charge d'inversion augmente exponentiellement pour devenir prédominante. Cependant, la charge de déplétion résulte de l'évacuation des porteurs majoritaires et celle d'inversion de l'accumulation des porteurs minoritaires. Ces deux types de charge ne répondent pas à une variation de tension avec la même constante de temps. Les charges de déplétion répondent quasi instantanément tandis que les charges d'inversion, qui résultent de la création thermique de porteurs minoritaires, s'établissent avec une constante de temps plus élevée. Il en résulte une variation de la capacité du semi-conducteur et donc de celle de la structure MIS en fonction de la fréquence de la modulation. La figure 8.5.b) montre la même mesure dynamique pour différentes fréquences. En basse fréquence, tous les porteurs ont le temps de réagir, la capacité du semi-conducteur augmente et à nouveau C_{MIS} avoisine C_{iso} . En revanche, à haute fréquence, les charges d'inversion ne suivent plus les variations de la tension de polarisation et seules les charges de déplétion entrent en jeu. La zone de charge d'espace atteint une largeur maximale, C_{sc} est réduite à un minimum comme C_{MIS} qui est constante et minimale. Évidemment, une capacité MIS idéale sur un semi-conducteur dopé n présente les mêmes caractéristiques, seuls les signes de la polarisation sont inversés.

Pour une capacité MIS réelle, les charges fixes et mobiles dans l'isolant, les charges piégées à l'interface et la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur vont traduire, distordre cette courbe C-V selon l'axe des tensions et générer une hystérésis.

Les états de surface, eux, peuvent provoquer l'ancrage du niveau de Fermi et les différents régimes de fonctionnement de la capacité MIS ne sont alors plus accessibles. La figure 8.6 montre l'allure d'une courbe C-V typique à 1 MHz, lorsque le niveau de Fermi est ancré.

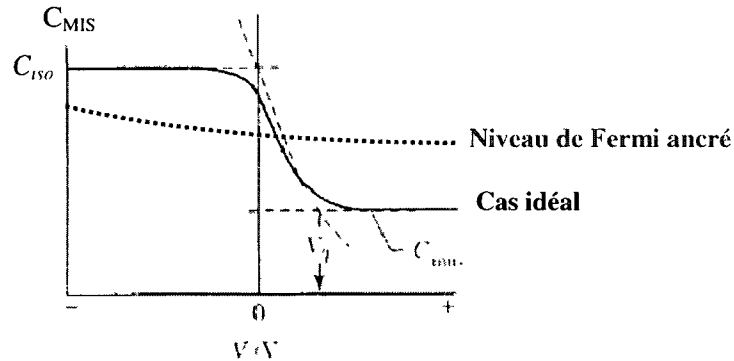


Figure 8.6 : Courbes C-V avec le niveau de Fermi ancré vs cas idéal
[Sze, 2002]

Les mesures C-V à 1 MHz permettent de savoir rapidement si les trois régimes de fonctionnement de la structure MIS sont accessibles et si le niveau de Fermi est libre de se déplacer dans la bande interdite. Lorsque la capacité est fonctionnelle, la densité d'états de surface peut être estimée soit par les mesures C-V soit par les mesures Conductance-Fréquence (G- ω) [Jaouad, 2005].

8.3.1.2 Résultats

Des échantillons de GaAs dopé n, mesurant 5*5 mm sur lesquels le contact ohmique Ni/Ge/Au a été réalisé sur la face arrière, ont été passivés avec différents traitements présentés au paragraphe 8.2.5. Ensuite, le contact de grille en aluminium a été déposé sur le Si_xN_y . Les caractérisations électriques ont été réalisées par Hasna Mziouek, étudiante au doctorat à l'Université Hasan II de Casablanca au Maroc, et Ram Homier, étudiant à la maîtrise au CRN². Seuls les résultats des mesures C-V à 1 MHz sont présentés ici, car ils illustrent efficacement l'effet des états de surface sur la capacité.

La figure 8.7 présente les mesures C-V pour le n-GaAs : lorsque la passivation est réalisée avec un dépôt PECVD de Si_xN_y haute fréquence, le traitement soufre et le recuit sont impératifs pour obtenir les trois régimes de fonctionnement de la capacité MIS. Ce résultat est en accord avec les travaux de Remashan et al. [Remashan and Bhat, 2002b]. En revanche, lorsque le dépôt PECVD de Si_xN_y est à basse fréquence, les trois régimes de fonctionnement de la capacité MIS sont accessibles quelques soient les prétraitements utilisés.

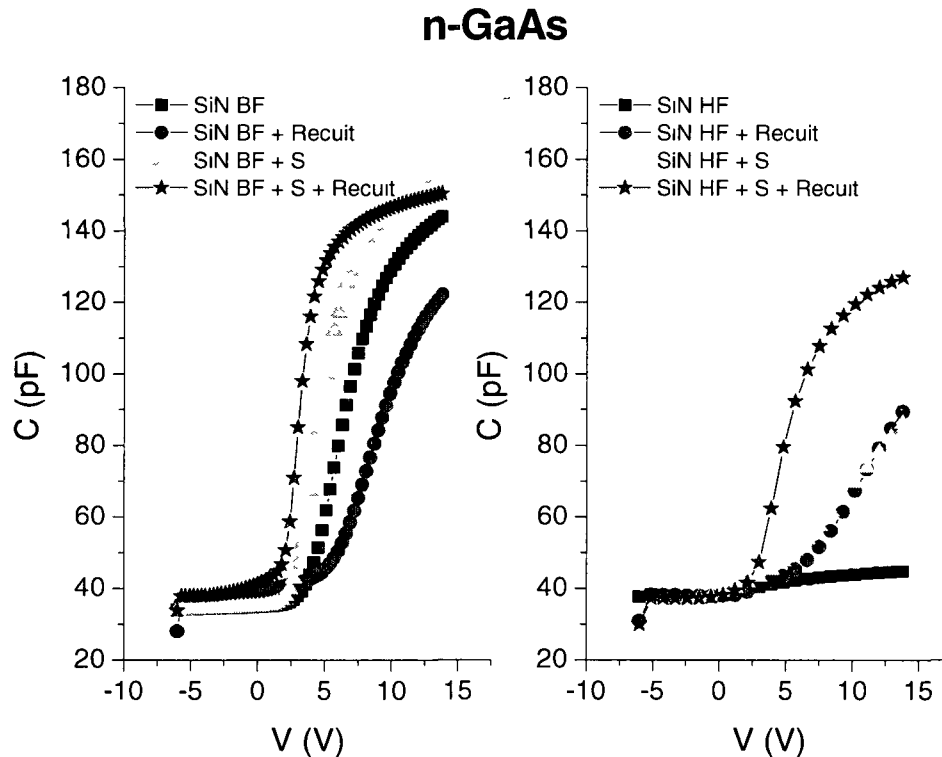


Figure 8.7 : Mesures C-V sur n-GaAs avec différentes passivations

Sur n-GaAs, les meilleurs résultats de passivation ont été obtenus avec le dépôt basse fréquence combiné au traitement soufre et au recuit. De plus, le dépôt basse fréquence seul passive plus efficacement la surface que la meilleure des passivations haute fréquence. Ces résultats sont respectivement cohérents avec les publications de Jaouad et al. [Jaouad et al., 2004b] et [Jaouad et al., 2004a].

La figure 8.8 schématise l'influence de la fréquence du dépôt PECVD de Si_xN_y lors de la passivation du n-GaAs. Ces mesures C-V prouvent que le dépôt basse fréquence est favorable.

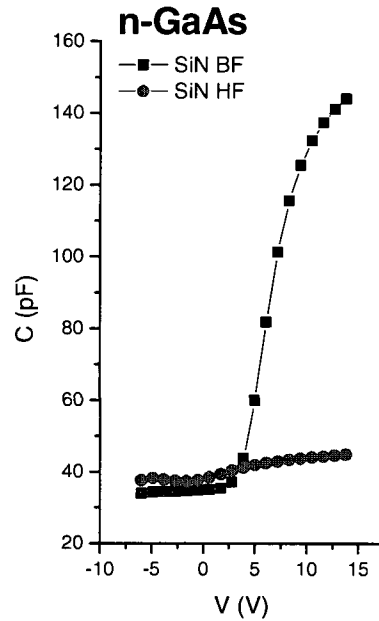


Figure 8.8 : Influence de la fréquence PECVD sur n-GaAs

Ceci est en accord avec les distributions de densités d'états de surface D_{it} calculées sur certains échantillons avec la méthode Terman [Terman, 1962] et illustrées à la figure 8.9. Les valeurs minimales de ces densités d'états de surface sont récapitulées dans le tableau 8.8.

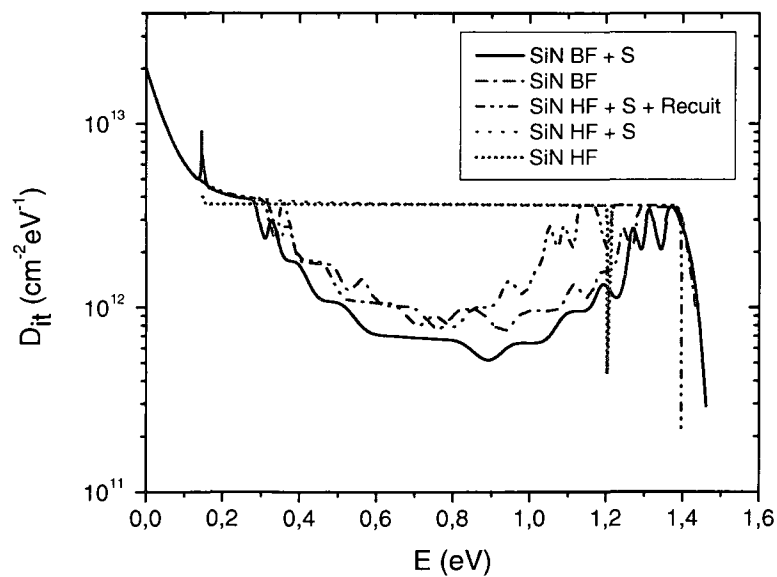


Figure 8.9 : Distribution des densités d'états de surface avec différentes passivations

Tableau 8.8 : Densités d'états de surface minimale D_{it} avec différentes passivations

Nom de l'échantillon	D_{it} sur n-GaAs
SiN BF	$7,3.10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$
SiN BF + Recuit	-
SiN BF + S	$5,2.10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$
SiN BF + S + Recuit	-
SiN HF	Non calculable
SiN HF + Recuit	-
SiN HF + S	Non calculable
SiN HF + S + Recuit	$7,7.10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$

8.3.2 Caractérisation optique non destructive

La propreté et la qualité de la surface du semi-conducteur sont des paramètres critiques du procédé de passivation. Afin d'évaluer l'efficacité de cette passivation, une technique non destructive et sans contact physique s'avérerait pertinente. Cela permettrait d'éviter de dégrader la qualité de la surface post-passivation, uniquement à des fins de caractérisation, et ultimement, d'évaluer l'efficacité du traitement de passivation lors du procédé de fabrication, de la production, de la maintenance ou même de l'utilisation du composant.

Les diagnostics optiques sont naturellement désignés pour atteindre cet objectif. Nous avons donc choisi d'évaluer la photoluminescence (PL) à température ambiante comme technique de caractérisation non destructive des traitements de passivation de surface. Cette technique présente les avantages d'être facile à mettre en œuvre, non destructive, sans contacts, polyvalente et rapide d'utilisation et d'interprétation. Les résultats obtenus avec les mesures électriques seront utilisés comme référence.

8.3.2.1 Photoluminescence à température ambiante

Le phénomène de photoluminescence est associé à l'émission de photon subséquente à l'absorption interbande d'une excitation optique. Le principe est illustré à la figure 8.10.a). Lorsque le photon incident est absorbé, un électron de la bande de valence est excité vers la bande de conduction. Dans un semi-conducteur à gap direct tel que le GaAs, la désexcitation

est majoritairement radiative. Parfois, des transitions intra-bande ont lieu avec l'aide de phonons. La figure 8.10.b) illustre les recombinaisons non radiatives causées par les niveaux d'énergie profonds, voisins du milieu de la bande interdite, se situant en surface ou en volume.

Il a été prouvé préalablement qu'un traitement de passivation réduit la densité d'états de surface. L'hypothèse avancée ici consiste à supposer qu'un traitement de passivation réduit la quantité de recombinaison non radiative, ce qui favorise les recombinaisons radiatives et augmente l'intensité PL émise. La technique de photoluminescence permettrait donc de caractériser qualitativement l'efficacité du traitement de passivation en corrélant cette dernière avec l'intensité PL [Sandroff et al., 1987, Hasegawa et al., 1988].

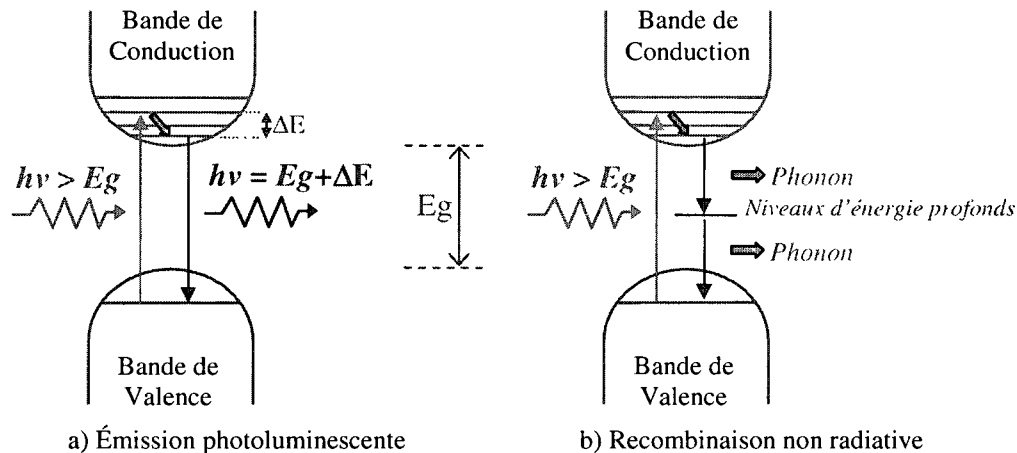


Figure 8.10 : Principe de la photoluminescence

8.3.2.2 Revue de littérature de la caractérisation qualitative de surface par PL

La PL à température ambiante est utilisée depuis longtemps pour évaluer la qualité d'une surface suite à une gravure plasma. En effet, le bombardement ionique crée des défauts structuraux, donc des niveaux d'énergie profonds dans la bande interdite qui sont des centres de recombinaison non radiative.

Pearton et al. gravent du n-GaAs par RIE puis caractérisent la surface post-gravure par PL à température ambiante et par mesures électriques (Courant-Tension I-V), après avoir fabriqué

des diodes Schottky en ajoutant des contacts métalliques [Pearton et al., 1990]. Les deux méthodes de caractérisation concordent : plus la polarisation du substrat V_{bias} est importante, plus la densité de défauts induits par le plasma augmente. La figure 8.11 illustre ce résultat en montrant l'intensité PL d'un échantillon de GaAs de référence non gravé et également de trois échantillons gravés par plasma avec une chimie Cl_2/Ar pour différentes pression et tension de polarisation V_{bias} . L'intensité PL décroît par un facteur 2 à 25 selon les conditions de gravure. Dans cette étude, des défauts sont créés jusqu'à 220 nm sous la surface.

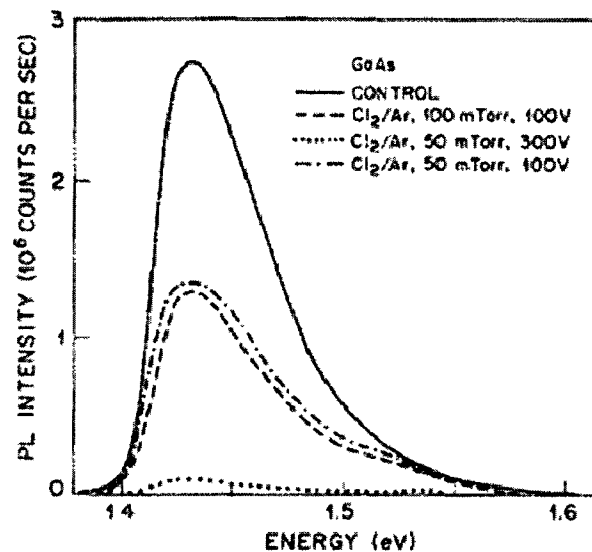


Figure 8.11 : PL à température ambiante sur du GaAs semi-isolant gravé par RIE [Pearton et al., 1990]

D'autres études ont utilisé la PL à température ambiante pour optimiser leur traitement de passivation de surface ou pour étudier sa stabilité dans le temps. Ikeya et al. mesurent l'intensité PL d'une surface d'AlGaAs dans le réacteur de croissance épitaxiale, après l'exposition à l'air et après trois traitements de passivation distincts, suivis d'une croissance de quelques nanomètres de Si [Ikeya et al., 1997]. Le résultat est montré à la figure 8.12 : l'instabilité de la surface est évidente avec la décroissance de l'intensité PL lors de l'exposition à l'air. Puis, l'intensité PL I_{PL} augmente avec certains traitements de passivation. De plus, un parallèle avec les analyses XPS montrent une forte corrélation entre l'intensité PL et la quantité d'oxyde à la surface, essentiellement l'oxyde d'aluminium.

Le tableau 8.9 récapitule différents travaux de caractérisation de surface passivée par PL à température ambiante T_{amb} . D'une étude à l'autre, les facteurs multiplicatifs de l'intensité PL peuvent avoir plusieurs ordres de grandeur de différence, car ils dépendent de la longueur d'onde d'excitation, de la qualité du matériau sondé (substrat ou couche épitaxiale), du dopage et du traitement de passivation reçu. Cependant, toutes ces études montrent une augmentation de l'intensité PL avec un traitement de passivation. Donc les états de surface ont une influence sur l'intensité PL.

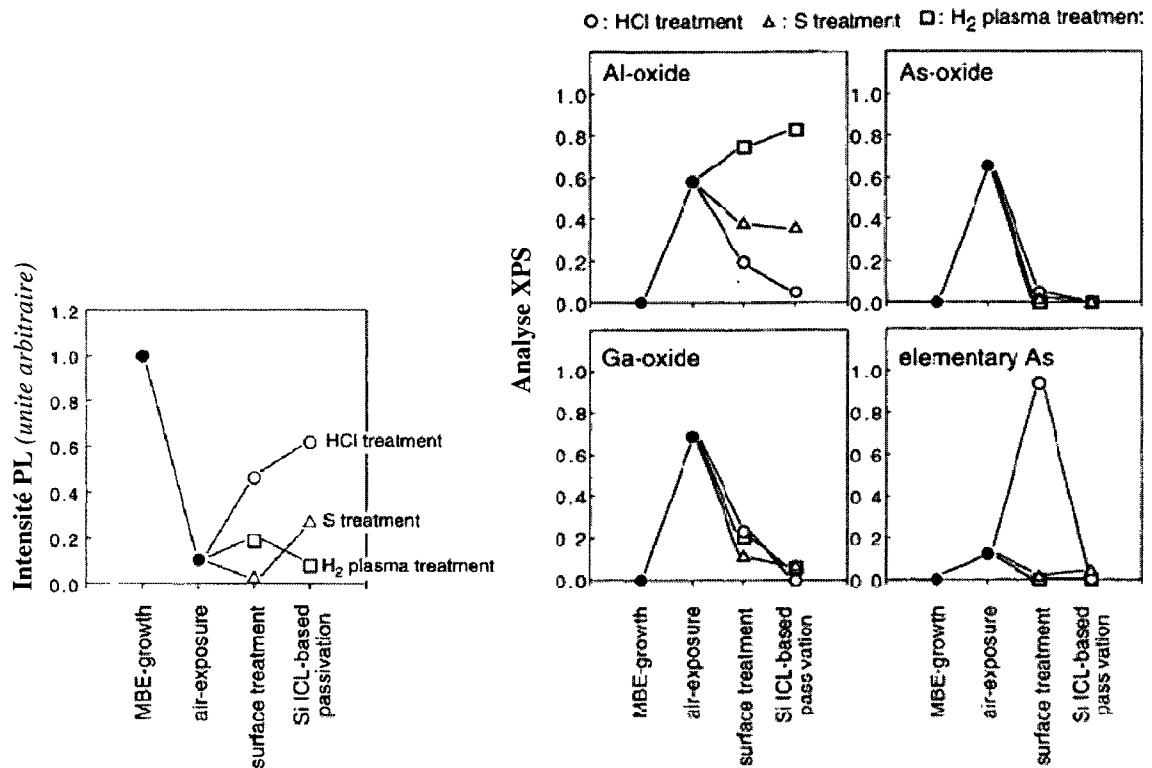


Figure 8.12 : Analyse d'une surface d'AlGaAs à différentes étapes de passivation [Ikeya et al., 1997]

Tableau 8.9 : Facteur multiplicatif d' I_{PL} à T_{amb} en fonction des traitements de passivation

Passivation	Matériau	Intensité PL	Longueur d'onde	Référence
(NH ₄) ₂ S	n-GaAs	× 6	488 nm	[Howard et al., 1993]
Na ₂ S anodique		× 12		
(NH ₄) ₂ S _x	GaN	× 2,4	He–Cd laser	[Lin et al., 2006]
Monocouche auto-assemblée (thiols)	p-GaAs	× 2,5	248 nm	[Ding and Dubowski, 2005]
(NH ₄) ₂ S	GaAs non-dopé/GaInP	× 15	514,5 nm	[Hobson et al., 1994]
+ SiN _x PECVD				
GaP épitaxial	GaAs épitaxial	× 300	514,5 nm	[Harrison et al., 1997]
Dépôt Ga ₂ O ₃	Puits quantiques InGaAs–GaAs	× 3	514,5 nm	[Passlack et al., 1998]
Si épitaxial d'interface (5 Å)	AlGaAs	× 6	514,5 nm	[Ikeya et al., 1997]
H ₂ S + AIP épitaxial	n-GaAs	× 2,5	532 nm	[Terada et al., 2010]

8.3.2.3 Dispositif expérimental de PL à température ambiante

Les mesures de photoluminescence à température ambiante ont été effectuées avec un système de cartographie PL (PLM 150) disponible au laboratoire de semi-conducteurs quantiques à l'université de Sherbrooke. La figure 8.13 schématise le principe expérimental de l'équipement.

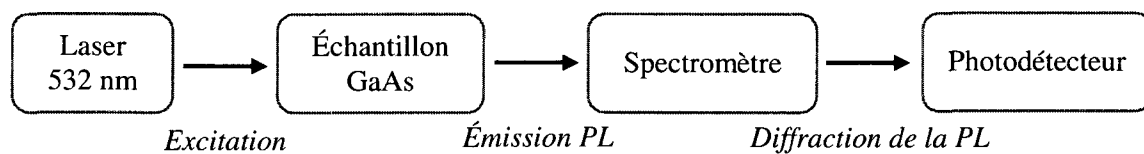


Figure 8.13 : Principe du montage expérimental de PL

La source d'excitation est un laser vert à 532 nm de 25 mW. Le faisceau arrive perpendiculairement à la surface de l'échantillon à exciter. L'émission PL, non directionnelle, est collectée puis dirigée sur le réseau de diffraction du spectromètre et détectée par une barrette CCD. L'échantillon est placé sur un support mobile qui permet les acquisitions de cartographie. Les spectres PL permettent d'extraire les informations suivantes : l'intensité du pic principal, la longueur d'onde associée et la largeur du pic à mi-hauteur.

La figure 8.14.a) montre un exemple de cartographie PL sur du SI-GaAs. L'échantillon a été passivé chimiquement avec un traitement soufre puis une zone carrée centrale a été définie par photolithographie puis gravée chimiquement. La distribution en intensité correspondante est illustrée à la figure 8.14.b).

Deux zones distinctes peuvent être distinguées :

- La zone périphérique orangée avec l'intensité PL maximale. La surface correspondante a subi un traitement soufre et une photolithographie.
- La zone centrale bleutée dont la surface a subi un traitement soufre, une photolithographie et une gravure humide.

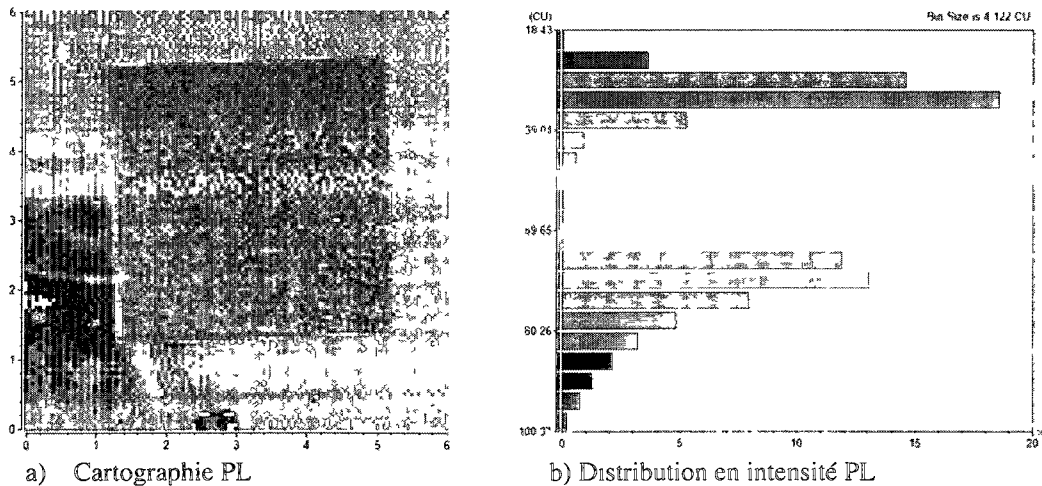


Figure 8.14 : Exemple de cartographie PL à T_{amb} sur du SI-GaAs structuré

L'information équivalente peut être obtenue en observant les spectres d'intensité PL en fonction de la longueur d'onde en différents points de la cartographie. Le résultat est illustré sur la figure 8.15. La troisième courbe, dite de référence, correspond à l'intensité PL émise par un échantillon de GaAs strictement identique n'ayant reçu aucun traitement.

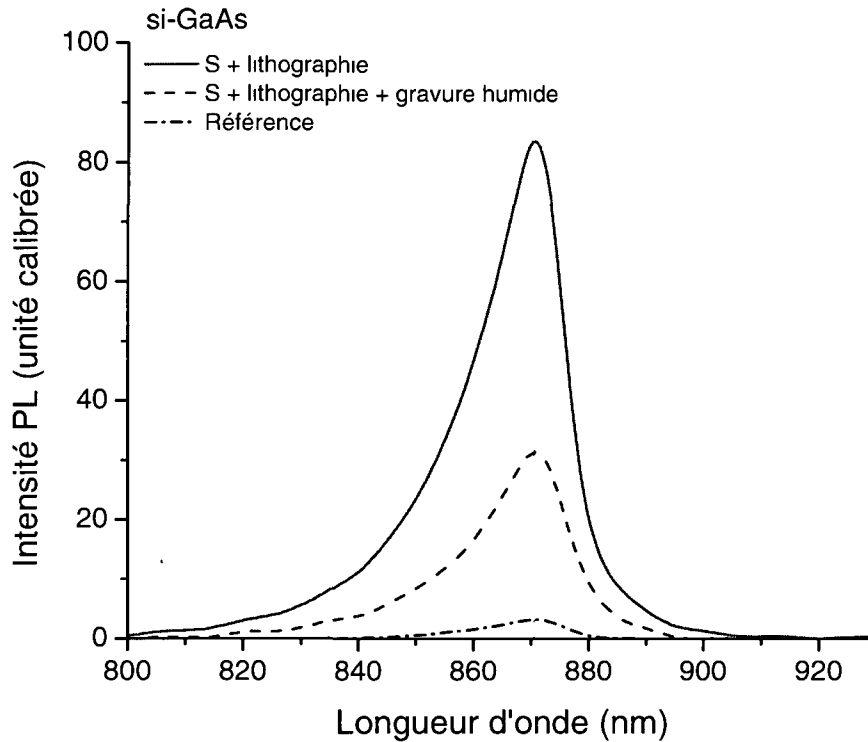


Figure 8.15 : Exemple de spectre d'intensité PL

Cette figure confirme deux phénomènes :

- L'oxyde natif du GaAs nuit à la qualité de la surface. En effet, la surface du GaAs immédiatement après la gravure chimique est quasi exempte d'oxyde natif, contrairement à l'échantillon de référence et l'intensité PL correspondante augmente par un facteur X_1 .
- Un traitement de passivation, ici un bain dans une solution de $(\text{NH}_4)_2\text{S}$, peut engendrer une augmentation de l'intensité PL par un facteur X_2 .

Ce sont précisément ces facteurs multiplicatifs qui sont utilisés dans les résultats suivants.

8.3.2.4 Résultats

Différentes caractérisations ont été réalisées par PL à température ambiante. Elles ont permis de voir la stabilité des traitements de passivation dans le temps, l'influence du dopage du substrat GaAs utilisé puis l'influence du procédé de passivation global et séquentiel.

Stabilité temporelle du traitement de passivation

La figure 8.16 montre l'évolution du facteur multiplicatif de l'intensité PL mesuré sur deux échantillons en SI-GaAs. Le premier a été passivé chimiquement avec un traitement soufre, le second a été doublement passivé en ajoutant un dépôt de Si_xN_y PECVD haute fréquence.

Immédiatement après la passivation, l'intensité PL de l'échantillon traité au soufre augmente d'un facteur 170, puis décroît très rapidement : après une semaine, il est réduit d'un tiers puis de deux tiers après deux mois. La mesure PL permet donc de distinguer la réoxydation de la surface, quand les liaisons S-Ga et S-As sont remplacées par les liaisons O-Ga et O-As.

Lorsque l'échantillon subit une double passivation, avec l'ajout d'un dépôt PECVD de Si_xN_y , le facteur multiplicatif s'élève à 20 et reste constant. Ceci justifie l'utilisation du dépôt de diélectrique afin de stabiliser la surface en la protégeant de l'oxygène.

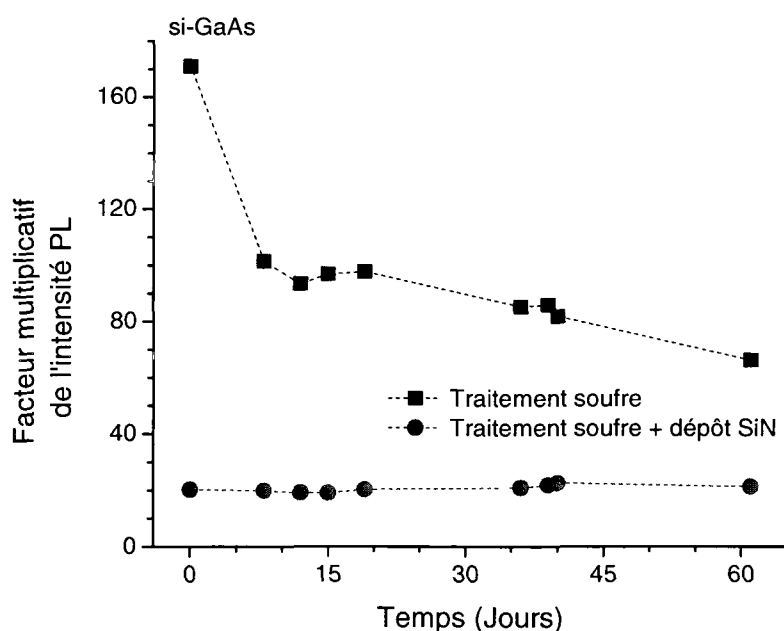


Figure 8.16 : Stabilité temporelle des traitements de passivation

Influence du dopage du substrat GaAs utilisé

Le phénomène de photoluminescence est lié aux recombinaisons radiatives dans le semi-conducteur à gap direct. Les niveaux d'énergie profonds vont causer de la recombinaison non radiative et donc une diminution de l'intensité PL idéale. Avant de considérer un traitement de passivation qui va influencer la densité de niveaux d'énergie profonds au niveau de la surface, il est nécessaire de considérer la qualité des matériaux utilisés. En effet, la qualité cristallographique est corrélée à la densité de niveaux d'énergie profonds dans le volume du semi-conducteur. Les ordres de grandeur des intensités PL absolues sont donc très différents d'un matériau à l'autre.

La figure 8.17 montre l'évolution du facteur multiplicatif de l'intensité PL en fonction de différents traitements de surface sur SI-GaAs, p-GaAs et n-GaAs. La sensibilité du facteur multiplicatif de l'intensité PL en fonction du matériau est hétérogène : le SI-GaAs présente une sensibilité considérablement plus importante que les autres matériaux, alors que la réponse du n-GaAs est la moins sensible. Ces matériaux ne peuvent donc pas être directement comparés les uns aux autres. Étant donné que les résultats électriques précédents ont été obtenus sur le n-GaAs, seul ce matériau sera utilisé dans la suite de cette étude.

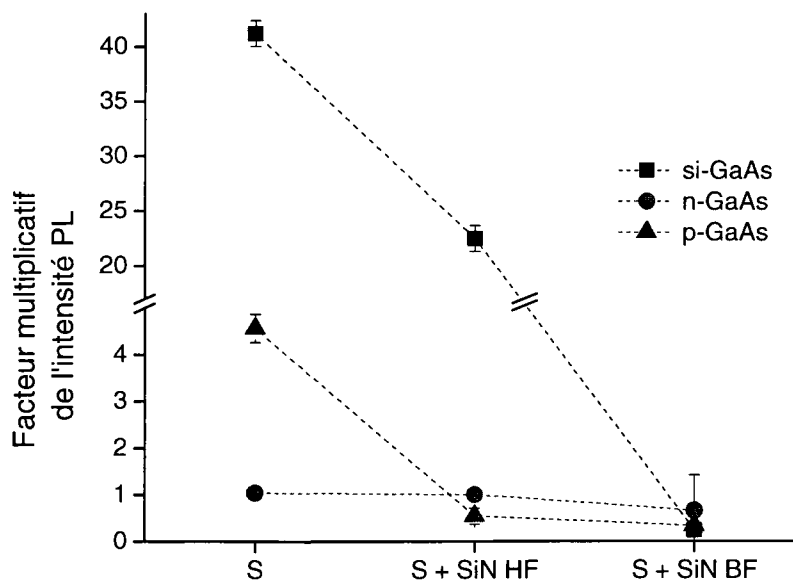


Figure 8.17 : Influence du dopage du substrat GaAs

Influence des étapes du procédé de passivation

Différents schémas de passivation ont été utilisés dans cette étude, les dernières versions sont présentées dans le tableau 8.10.

Tableau 8.10 : Évolution du procédé de passivation au fil des ans

	Nettoyage	Bain (NH ₄) ₂ S	Dépôt SiN
Passivation 2007	Voir tableau 8.2 RCA simplifié (5 s : 30 s : 30 s)	Voir tableau 8.4 30 min 50°C	Recettes de base non détaillée ici
Passivation 2008	idem	idem	Recette CRN ² Voir tableau 4.1
Passivation 2009	Voir tableau 8.2 RCA simplifié (5 s : 2 s : 10 s)	Voir tableau 8.4 10 min 40°C sans recuit	idem

Les différentes étapes de ces procédés influencent la surface du n-GaAs de façon distincte. La figure 8.18 montre les variations du facteur multiplicatif de l'intensité PL en fonction de ces différents procédés et des potentielles variations intrinsèques du GaAs utilisé. Un changement dans la combinaison « nettoyage-(NH₄)₂S » (2008 vs. 2009) comme un changement dans la recette de dépôt de Si_xN_y (2007 vs. 2008) va avoir une influence sur l'intensité PL.

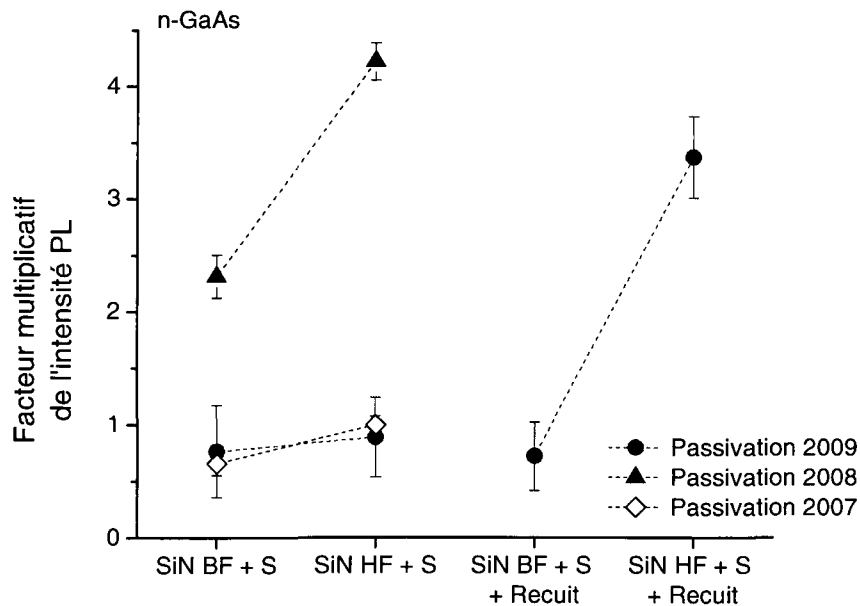


Figure 8.18 : Influence du procédé de passivation

Influence des différentes étapes du procédé de passivation

Finalement, les échantillons de n-GaAs passivés avec le procédé de 2009, préalablement caractérisés électriquement, ont été caractérisés par PL à température ambiante. La figure 8.19 illustre l'évolution du facteur multiplicatif de l'intensité PL en fonction de chaque étape et de la fréquence du dépôt PECVD. Ces mesures montrent une augmentation significative de l'intensité PL uniquement pour le traitement « SiN HF + S + Recuit », c'est-à-dire soufre, dépôt PECVD haute fréquence et recuit.

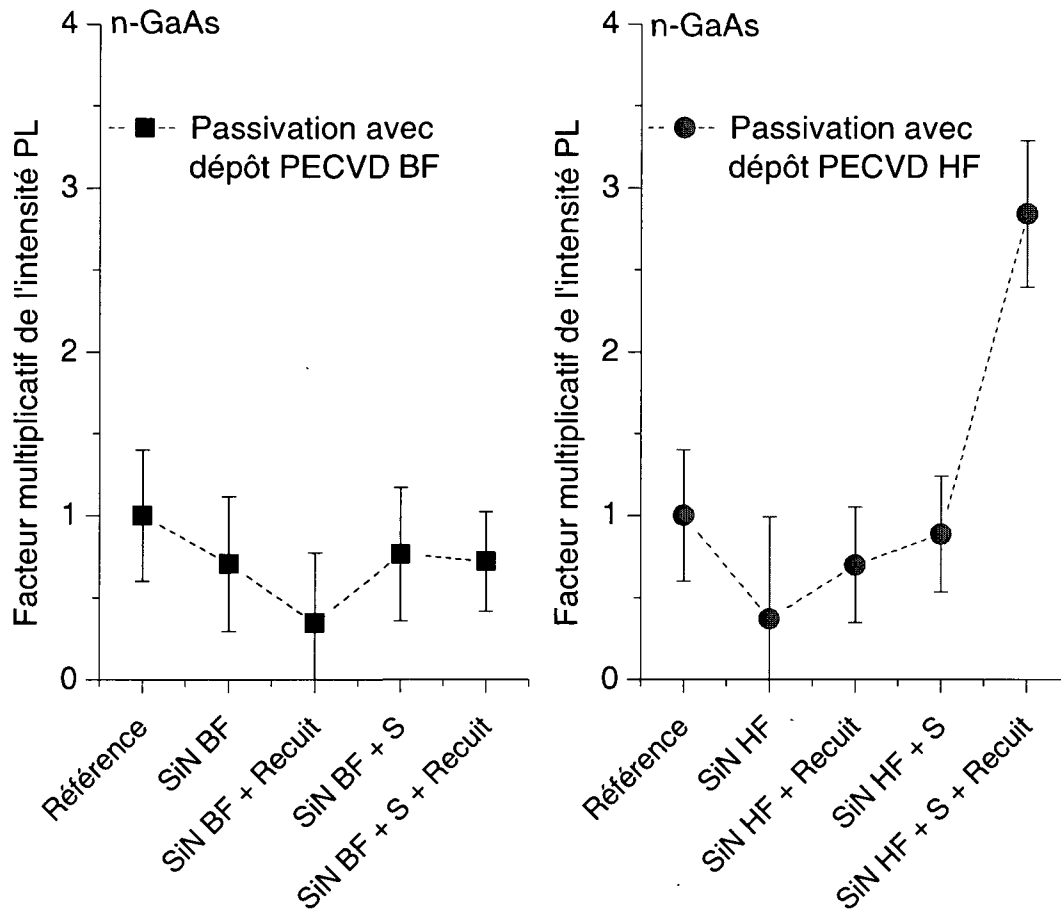


Figure 8.19 : Influence de différentes étapes du procédé de passivation

Comme le montre la figure 8.17, la figure 8.18 et la figure 8.19, quand l'intensité PL augmente avec un traitement de passivation, l'augmentation est toujours plus importante avec un dépôt haute fréquence qu'avec un dépôt basse fréquence.

Ces mesures PL indiqueraient que les procédés de passivation avec des dépôts de Si_xN_y PECVD haute fréquence sont les plus performants. Cette tendance est en désaccord avec la caractérisation électrique, particulièrement fiable, qui prouve quantitativement que le dépôt PECVD basse fréquence permet d'atteindre des densités d'états d'interface plus faibles.

8.3.3 Incohérence entre les deux techniques de caractérisation

Les capacités MIS fabriquées sur n-GaAs avec le lot 2009 ont été caractérisées par les mesures électriques (C-V) et par photoluminescence à température ambiante. Chacune de ces caractérisations permet de classer les différents procédés de passivation selon leur efficacité. Le tableau 8.11 présente ces classements.

Tableau 8.11 : Classement de l'efficacité des passivations selon la caractérisation

Nom de l'échantillon	Mesures électriques	Mesures PL
SiN BF + S + Recuit	# 1	s/o
SiN BF + S	# 2	s/o
SiN BF	# 3	s/o
SiN BF + Recuit	# 4	s/o
SiN HF + S + Recuit	# 5	# 1
SiN HF + Recuit	# 6	s/o
SiN HF + S	# 6	s/o
SiN HF	s/o	s/o

La fiabilité de la caractérisation par mesures électriques n'étant plus à prouver, la validité des résultats de PL à température ambiante est à remettre en question. En considérant uniquement les procédés de passivation haute fréquence, seul le traitement le plus performant se distingue, ce qui justifierait l'utilisation encore courante de cette technique. En revanche, même si les propriétés électriques des capacités MIS présentent des contrastes bien définis en fonction du procédé de passivation, la PL ne permet pas de distinguer ces contrastes. Cela signifie que cette technique ne peut pas être utilisée de manière systématique pour optimiser les procédés de passivation.

8.3.3.1 Discussion sur les limitations de la caractérisation PL à T_{amb} .

Plusieurs hypothèses sont avancées ici pour tenter d'expliquer pourquoi la PL n'est pas une technique de caractérisation adéquate pour l'optimisation des traitements de passivation du GaAs.

Incorporation d'hydrogène dans le volume

Remashan et al. passivent du n-GaAs avec un procédé sensiblement équivalent (traitement soufre + dépôt de nitrure haute fréquence + recuit RTA) [Remashan and Bhat, 2002a]. Ils obtiennent une densité d'état de surface minimum D_{it} de $8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ et les conditions de passivation qui donnent les plus petits D_{it} ne correspondent pas aux augmentations d'intensité PL maximales. Ils expliquent cela par l'incorporation d'hydrogène dans le GaAs lors du recuit. Une caractérisation par PL à froid (4,2 K) montre l'introduction de nouveaux niveaux d'énergie dans le volume lié à l'incorporation de l'hydrogène.

Donc, même si l'hydrogène favorise la réduction de D_{it} , tel qu'expliqué au paragraphe 8.2.3.2, il engendre de nouveaux niveaux d'énergie dans le volume qui réduisent l'intensité PL. Cette hypothèse pourrait expliquer nos résultats avec le dépôt PECVD basse fréquence. Une voie intéressante pour corroborer cette hypothèse est la PL à froid.

Profondeur sondée par PL

L'intensité de l'émission PL présente conceptuellement deux composantes, la première correspond à l'émission dans le volume du matériau et la seconde à l'émission de la surface. L'intensité PL émise va donc dépendre fortement de la longueur d'onde d'excitation laser. En effet, le coefficient d'absorption du GaAs à 532 nm vaut $7,5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ [Adachi, 1994]. Cela correspond à une profondeur de pénétration des photons incidents de 135 nm.

Si cette profondeur de pénétration est trop importante, la composante volumique de l'émission PL domine. Si en plus, le volume est modifié lors de la passivation, par exemple par l'incorporation d'hydrogène, les résultats sont biaisés. Il pourrait donc être judicieux de réduire la longueur d'onde d'excitation afin de favoriser la composante surfacique de l'émission PL, réel indicateur de l'efficacité du traitement de passivation.

Recombinaison surfacique, courbure de bande et zone morte associée

Même si l'intensité PL reflète en général la qualité de la surface, quelques mécanismes importants l'affectent, en particulier la vitesse de recombinaison surfacique S_{rv} et la courbure de bande [Gfroerer, 2000]. Les recombinaisons surfaciques sont en général non radiatives et S_{rv} est proportionnelle à la densité d'état de surface D_{it} . Quant aux courbures de bande, elles génèrent une zone de déplétion à la surface, appelée « zone morte », dans laquelle les recombinaisons radiatives sont impossibles [Gfroerer, 2000]. Ces deux phénomènes nuisent à l'intensité PL.

Une variation de D_{it} modifie l'accumulation de charge à la surface et donc la largeur de la zone de déplétion. Si cette zone de déplétion s'élargit avec l'augmentation de D_{it} , l'intensité PL est réduite par les deux phénomènes. Tandis que si la zone de déplétion diminue, les deux phénomènes vont avoir des effets opposés qui peuvent s'annuler l'un l'autre. Par ailleurs, si la courbure de bande est directement affectée par la valeur de D_{it} , l'inverse n'est pas forcément vrai, puisque le potentiel de surface peut être modifié par la présence de charges fixes dans le diélectrique. Le découplage de ces deux phénomènes est donc particulièrement complexe. Lorsque l'intensité PL est utilisée pour caractériser des surfaces, le résultat est habituellement interprété selon un seul des paramètres précédents : une modification de D_{it} (comme dans notre étude) ou une modification de la largeur de déplétion.

Une autre caractérisation de la passivation de surface consiste à mesurer la vitesse de recombinaison surfacique S_{rv} , qui est influencée par les deux paramètres précédents. Cependant, S_{rv} peut parfois être corrélée qualitativement à l'intensité PL à T_{amb} sans l'être avec D_{it} [Hasegawa et al., 1988]. Ceci s'explique par une génération de charges fixes en surface (dépôt d'oxyde non stœchiométrique, présence d'espèces ioniques, etc.). Le facteur d'amélioration de S_{rv} n'est donc pas adapté à la mesure de l'efficacité de la passivation [Adamowicz and Hasegawa, 1998].

Quelle que soit la caractérisation utilisée, pour une interprétation théorique cohérente et quantitative, une analyse complexe prenant en compte les deux phénomènes est nécessaire. Le modèle doit inclure les recombinaisons, les générations, les flux de porteurs, les courbures de

bande, le remplissage des états de surface et les quasi-niveaux de Fermi. Ces paramètres sont reliés au dopage du matériau, sa conduction, la position du niveau de Fermi, la densité d'états de surface, la quantité de charges fixes à l'interface et à l'intensité d'excitation.

Conclusion sur la pertinence de la caractérisation par PL à T_{amb}

Aujourd'hui encore, la caractérisation par intensité PL est utilisée pour optimiser des traitements de passivation de surface [Terada et al., 2010]. Or, nous venons de montrer un exemple dans lequel l'interprétation de cette caractérisation n'est pas valable, car l'intensité PL n'augmente pas forcément lorsque la densité d'état de surface diminue.

À notre connaissance, seules trois autres études de passivation de GaAs comparent des mesures C-V à des mesures PL. Dans la première, le GaAs est passivé avec un traitement soufre et un dépôt PECVD de Si_xN_y [Kapila and Malhotra, 1996]. Après les recuits RTA, les résultats des mesures C-V et PL sont cohérents. On peut supposer que les variantes du procédé de passivation sont insuffisantes pour mettre en avant l'incohérence entre les deux caractérisations. Les deux autres études de passivation comparant les mesures C-V et PL montrent, comme nous, une incohérence entre les résultats [Hasegawa et al., 1988, Remashan and Bhat, 2002a]. Cette incohérence pourrait s'expliquer par une hypothèse trop simplifiée qui néglige les relations entre les courbures de bandes et la densité d'états de surface et / ou par l'incorporation d'hydrogène dans le volume qui crée de nouveaux niveaux d'énergie.

Même si l'incohérence entre les mesures électriques et PL n'est pas parfaitement comprise, nous pouvons affirmer que la caractérisation des procédés de passivation par PL à température ambiante telle qu'elle est couramment utilisée peut mener à des conclusions inexactes.

8.3.3.2 Solution potentielle : PL à T_{amb} avec une intensité d'excitation variable

Un modèle théorique qui permet de corréler l'intensité PL à D_{it} a récemment été proposé [Akazawa et al., 2009]. Afin de prendre en compte l'ensemble des paramètres précédents, l'expérience de PL est effectuée à température ambiante, à 532 nm, mais en faisant varier l'intensité d'excitation. Le n-GaAs est passivé avec une mince couche de silicium épitaxial,

partiellement nitruré, suivi d'un dépôt de diélectrique high-k (n-GaAs/Si/SiN_x/HfO₂). La densité d'états de surface minimale obtenue vaut entre 1 et $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$

L'efficacité de la photoluminescence (I_{PL}/ϕ) est mesurée en fonction du flux incident d'excitation (ϕ) et une simulation numérique permet d'obtenir la distribution de densité d'états de surface la plus probable. Le modèle est basé sur les divers processus de recombinaison dans un semi-conducteur photo-excité, illustrés à la figure 8.20. Des photons incidents génèrent des paires électron-trou qui diffusent et se recombinent non seulement radiativement (émission PL par les transitions bande à bande), mais aussi de façons non radiatives sur les états de surface, les niveaux d'énergie profonds dans le volume et avec le processus Auger. Les porteurs photogénérés séparent également les quasi-niveaux de Fermi ce qui modifie les courbures de bandes. L'ensemble des processus est complexe et nécessite une modélisation non pas de l'intensité PL mais de l'efficacité PL.

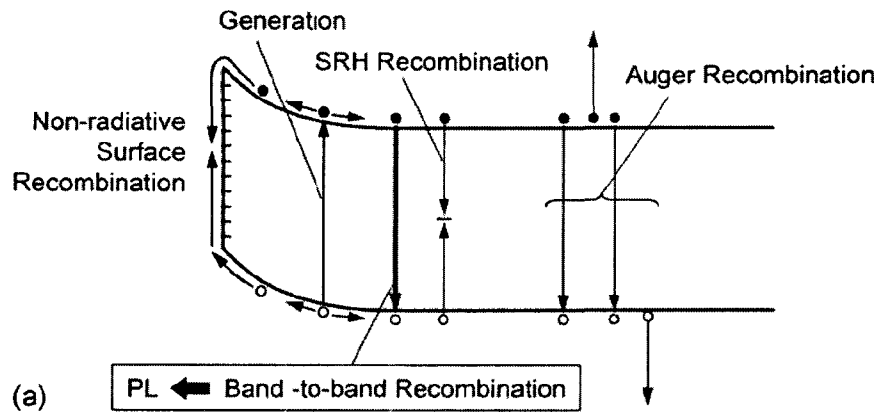


Figure 8.20 : Processus de recombinaison dans un semi-conducteur photoexcité
[Akazawa et al., 2009]

La figure 8.21 illustre le comportement théorique de l'efficacité PL : Elle est constante pour les faibles excitations, car le niveau de Fermi est ancré par les états de surface. Elle est également constante pour les fortes excitations pour lesquelles les recombinaisons radiatives dominent grâce à la saturation des états de surfaces et au régime de bande plate photo induit. Dans la région intermédiaire, l'efficacité PL augmente graduellement avec ϕ . Ceci se justifie par une saturation graduelle des états de surface (recombinaison non radiative selon l'équation Shockley–Read–Hall *SRH*). Cette augmentation reflète donc la distribution des états de surface. Les auteurs expliquent que lorsque la pente est unitaire, la distribution d'états de

surface est discrète alors que lorsque la pente est inférieure à un, cette distribution est continue.

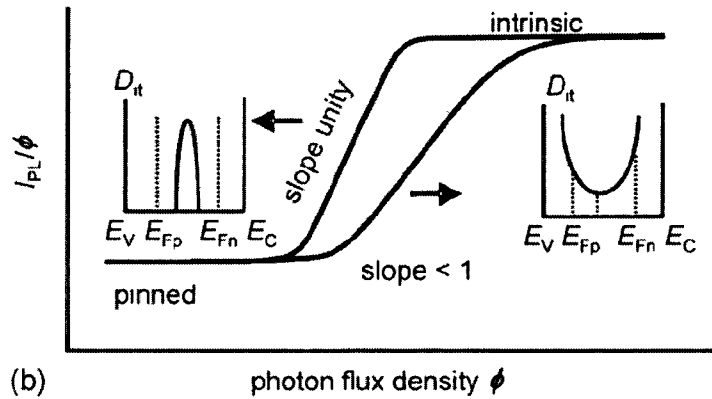


Figure 8.21 : Efficacité PL en fonction du flux incident
[Akazawa et al., 2009]

La densité d'état de surface extraite des mesures C-V et celle extraite du modèle d'efficacité PL sont précisément corrélées. Ces résultats sont illustrés à la figure 8.22 [Akazawa et al., 2009].

Les résultats d'Akazawa et al. prouvent qu'une caractérisation PL à température ambiante avec une intensité d'excitation variable et un modèle théorique complet peut remplir notre cahier des charges. Cette méthode permettrait de caractériser quantitativement l'efficacité des traitements de passivation de façon non destructive et indirectement, d'optimiser le procédé de passivation.

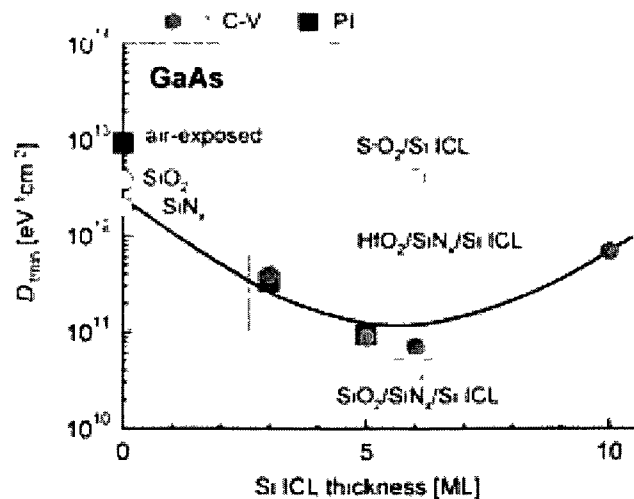


Figure 8.22 : Corrélation densité d'états de surface - I_{PL}
[Akazawa et al., 2009]

8.4 Conclusion

L'objectif principal de ce chapitre était d'évaluer la pertinence d'un traitement de passivation du GaAs afin de minimiser la densité d'états de surface susceptibles de causer des pertes par recombinaison non radiatives. Il a été prouvé qu'un traitement soufre associé à un dépôt PECVD de Si_3N_4 permet de réduire la densité d'états de surface de plus de $10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ à $5,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$. Un tel traitement semble donc tout à fait pertinent pour optimiser les performances des guides d'onde submicrométriques.

Évidemment, il sera nécessaire d'éviter les précipitations de soufre dans la solution de sulfure d'ammonium, qui pourraient générer de la diffusion sur les parois des guides. À cette fin, des solutions fraîches sont à utiliser de préférence et des recuits rapides peuvent être réalisés afin de sublimer les dépôts potentiels.

En parallèle, l'étude réalisée ici cherchait à déterminer si la photoluminescence à température ambiante est une technique de caractérisation non destructive efficace des traitements de passivation de surface sur GaAs. Une telle technique permettrait d'économiser du temps de fabrication et de test de composants semi-conducteurs, et donc du temps d'optimisation de procédé. Cependant, la PL telle que testée n'est pas appropriée à ces besoins, car nos résultats prouvent que l'intensité PL n'est pas directement corrélable à la densité d'état de surface, ce qui est contradictoire avec plusieurs travaux ayant basé leur analyse de performance sur la photoluminescence,

Une étude récente [Akazawa et al., 2009] affirme que la PL avec une intensité d'excitation variable et un modèle théorique complet permet de corréler quantitativement les mesures optiques à la densité d'état de surface. Il serait intéressant de développer une technique similaire afin d'optimiser le procédé de passivation des composants III-V, par exemple pour les cellules solaires. Des exemples de paramètres à étudier sont énumérés de manière non exhaustive ci-après :

- La température et la durée du bain dans la solution $(\text{NH}_4)_2\text{S}$,
- La puissance et la fréquence du réacteur de dépôt PECVD,
- L'épaisseur de la couche de Si_xN_y ,
- La température du recuit RTA.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les travaux présentés dans le cadre de ce projet de doctorat ont permis, avec l'aide de nos collaborateurs de l'INRS, de démontrer la faisabilité d'un convertisseur de longueur d'onde passif dans une structure simple en AlGaAs, fonctionnant à température ambiante. L'onde incidente de longueur d'onde 1582 nm est convertie en une onde à 791 nm par génération de seconde harmonique, grâce à la non-linéarité quadratique de l'AlGaAs. Le convertisseur obtenu est efficace à faible puissance et accordable en température.

La réalisation de ce convertisseur de longueur d'onde équivaut à une démonstration d'accord de phase dans une structure en AlGaAs de géométrie simple, à température ambiante. Cette avancée technologique ouvre la porte aux sources OPO infrarouges en AlGaAs compatibles avec l'optique intégrée.

Le fonctionnement du composant dépend de sa géométrie, soit un guide d'onde créneau, droit, en GaAs/AlGaAs à fort contraste d'indice et de largeur submicrométrique. Quant à l'efficacité de conversion, elle est étroitement corrélée à la minimisation des pertes de propagation. Cette condition implique des parois non rugueuses, homogènes et des structures à forts rapports d'aspect. Ces différents paramètres dépendent de la qualité de la microfabrication du composant, précisément le sujet de ce doctorat.

Réalisations de ce projet de doctorat

Ces travaux de microfabrication ont été les premiers réalisés au CRN² sur les hétérostructures semi-conductrices GaAs/AlGaAs. Une partie substantielle du projet fut consacrée au développement d'un procédé de gravure plasma dans le réacteur ICP dédié aux chimies chlorées nouvellement acquis par le CRN².

Le procédé de gravure plasma ICP développé est optimisé et reproductible. Il permet de graver des guides d'onde, ou toutes structures, en GaAs/Al_xGa_{1-x}As à des échelles nanométriques

avec une chimie $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$. Les flancs et les fonds des structures sont exempts de rugosités. La vitesse de gravure est indépendante de la composition x en aluminium. L'intérêt majeur de ce procédé est que l'ajout de N_2 à cette chimie génère un dépôt de couche inhibitrice en SiO_x . Cette dernière prévient la gravure chimique sous le masque et permet d'ajuster l'anisotropie des gravures de façon quasi idéale afin de fabriquer des structures à forts rapports d'aspect. Nous avons fabriqué des guides d'onde submicrométriques à base de GaAs avec des verticalités quasi idéales et des rapports d'aspect extrêmes encore jamais atteints : 80 nm de large et 2,6 μm de haut, soit un rapport d'aspect supérieur à 32. Ce procédé et les résultats associés ont été publiés dans Nanotechnology [Volatier et al., 2010].

Le procédé de gravure plasma de GaAs/AlGaAs développé dans le cadre de ce doctorat est extrêmement stable, seule la vitesse de gravure a faiblement diminué au cours des années. Cette évolution est cohérente avec l'usage universitaire du réacteur ICP, qui est également utilisé pour les métaux ou les semi-conducteurs III-V à base d'InP ou de GaN. Dorénavant, cette technologie de fabrication est disponible au CRN² pour les usagers et les collaborateurs externes, tels que l'université de Tel-Aviv en Israël ou le *College of Optics and Photonics* CREOL, Floride, aux É.-U.

Si l'étape de gravure plasma répond aux critères de forts rapports d'aspect et de parois homogènes, le contrôle précis des dimensions et la non-rugosité des parois dépendent essentiellement de l'écriture par faisceau d'électrons réalisée avec le *Vistec VB6 UHR EWF* du LMN-INRS de Varennes. Les critères spécifiques de ce projet ont incité le personnel technique de l'INRS à développer plusieurs procédés d'écriture par faisceau d'électrons sur cet équipement nouvellement acquis par nos collaborateurs.

Plus globalement, un procédé de fabrication complet a été élaboré pour fabriquer ces guides d'onde submicrométriques en GaAs/AlGaAs. Afin d'évaluer la qualité globale de ce procédé de fabrication, il est nécessaire de mesurer les performances de ces guides d'onde, c'est-à-dire leurs pertes de propagation. Un montage optique de caractérisation Fabry-Pérot en transmission a été réalisé.

Ces guides d'onde créneaux submicrométriques en GaAs/AlGaAs présentent d'excellentes performances : les pertes de propagation dans un guide de 450 nm de large s'élèvent à

~47,5 dB/cm et ~64 dB/cm, respectivement pour les polarisations TM et TE. Par rapport au meilleur guide équivalent présenté dans la littérature avec un cœur en AlGaAs de 550 nm de large [Siviloglou et al., 2006], les pertes de propagation obtenues avec ce procédé de fabrication sont diminuées de 40 dB/cm. De plus, les performances de ces guides en AlGaAs équivalent à celles du guide le plus performant, présenté dans la littérature, avec un cœur en GaAs de 500 nm de large [Van et al., 2001]. Cette réduction des pertes de propagation réalisées dans des conditions universitaires (surface de semi-conducteurs endommagée, équipements non dédiés, etc.) démontre la qualité du procédé de fabrication développé lors de ce projet de doctorat.

La seconde contribution majeure de ce projet de doctorat concerne l'étude de la passivation de surface. L'intérêt de ce traitement est de réduire la densité d'états de surface responsable des recombinaisons non radiatives. Une amélioration des performances de tous composants semi-conducteurs peut être anticipée avec un tel traitement, mais plus spécialement des composants à forts rapports « surface sur volume », tels que les guides d'onde submicrométriques à forts rapports d'aspect.

Différents traitements de passivation ont été réalisés sur des échantillons de n-GaAs. Chaque traitement est composé d'une exposition au soufre et un dépôt PECVD de Si_xN_y . L'ajout de contact métallique sur la couche de diélectrique forme une capacité MIS (Métal-Isolant-Semi-conducteur) et la densité d'états de surface à l'interface GaAs- Si_xN_y est alors quantifiée par des mesures électriques C-V. Plusieurs des traitements de passivation réalisés sont efficaces et permettent de réduire la densité d'états de surface, originellement supérieure à $10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$, entre 5 et $7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$. Le traitement de passivation le plus efficace est un traitement soufre avec un dépôt PECVD basse fréquence recuit alors que le traitement de passivation le plus simple est un dépôt PECVD basse fréquence seul.

Ces expériences valident l'efficacité des procédés de passivation sur GaAs avec un dépôt Si_xN_y PECVD basse et haute fréquence, avec le nouvel équipement de dépôt PECVD disponible au CRN².

L'efficacité d'un traitement de passivation de surface peut être évaluée par les mesures électriques précédentes ou en testant le dispositif final. Dans les deux cas, l'optimisation du procédé de passivation requiert beaucoup d'étapes de fabrication et du temps de mesure ou d'interprétation. Une technique de caractérisation non destructive serait une alternative très avantageuse.

La méthode la plus simple référencée dans la littérature est la photoluminescence (PL) à température ambiante. Cette technique est basée sur l'hypothèse que l'intensité PL augmente lorsque la densité d'états de surface diminue, car la quantité de recombinaisons non radiatives est réduite. Nous avons donc réalisé une étude du facteur multiplicatif de l'intensité PL à température ambiante en fonction du traitement de passivation. Les résultats sont comparés à ceux obtenus par mesures électriques dont la fiabilité n'est plus à prouver.

Bien que la caractérisation par intensité PL soit encore couramment utilisée pour optimiser des traitements de passivation de surface, nos résultats montrent que cette technique de caractérisation non destructive n'est pas adéquate. En effet, l'intensité PL n'augmente pas forcément lorsque la densité d'état de surface diminue. Cette technique ne peut donc pas être utilisée de manière systématique pour caractériser ou optimiser les procédés de passivation. Cette incompatibilité semble provenir d'une hypothèse de départ trop simpliste qui néglige, entre autres, les relations entre les courbures de bandes et la densité d'états de surface.

Perspectives

Dans le but d'améliorer les performances du convertisseur de longueur d'onde par génération de seconde harmonique, les pertes de propagation devraient encore être réduites. Pour y parvenir, des alternatives complémentaires s'offrent à nous. La première consiste à minimiser la rugosité latérale sur les flancs des guides d'onde submicrométriques, car les pertes de propagation par diffusion semblent être dominantes. Il doit être possible d'encore améliorer le procédé d'écriture par faisceau d'électrons, en changeant l'électrorésine ou en réalisant des traitements plasma sur les résine postdéveloppement afin d'homogénéiser les flancs, avant de transférer le motif par gravure plasma [Constantoudis et al., 2009]. La seconde alternative consiste à transférer le guide d'onde en AlGaAs dans une matrice en SiO₂ afin de supprimer

les pertes par le substrat en maximisant le contraste d'indice et donc le confinement. Guillaume Beaudin, étudiant au doctorat au CRN², développe actuellement ce procédé de fabrication complexe avec collage moléculaire.

En parallèle, les influences de la rugosité latérale et de la profondeur de gravure sur les pertes de propagation pourraient être étudiées. L'influence des contraintes associées à l'enfouissement du guide sur les pertes pourrait également être investiguée, tout comme les conditions d'apparition de rugosité de fond de motif, le *grass*, lors du procédé de gravure plasma avec dépôt de couche inhibitrice.

Enfin, il serait intéressant de développer une technique de caractérisation non destructive des propriétés de surface suite à des traitements de passivation. Un modèle théorique exhaustif doit être développé, en prenant en compte la densité d'états de surface, les courbures de bandes, les charges fixes, etc. Une étude récente démontre un parallèle entre des mesures électriques et un tel modèle associé à des mesures PL à variation de fluence incidente [Akazawa et al., 2009]. À l'université de Sherbrooke, une étude de réflectivité différentielle à variation de fluence incidente est en cours au département de physique.

Une telle technique permettrait de caractériser rapidement et donc d'optimiser aisément des procédés de passivation. Cet outil serait particulièrement intéressant pour la réalisation de dispositifs photoniques submicrométriques GaAs/AlGaAs à très faibles pertes et haute efficacité.

ANNEXE A

GRAVURES ESTHÉTIQUEMENT ATTRAYANTES

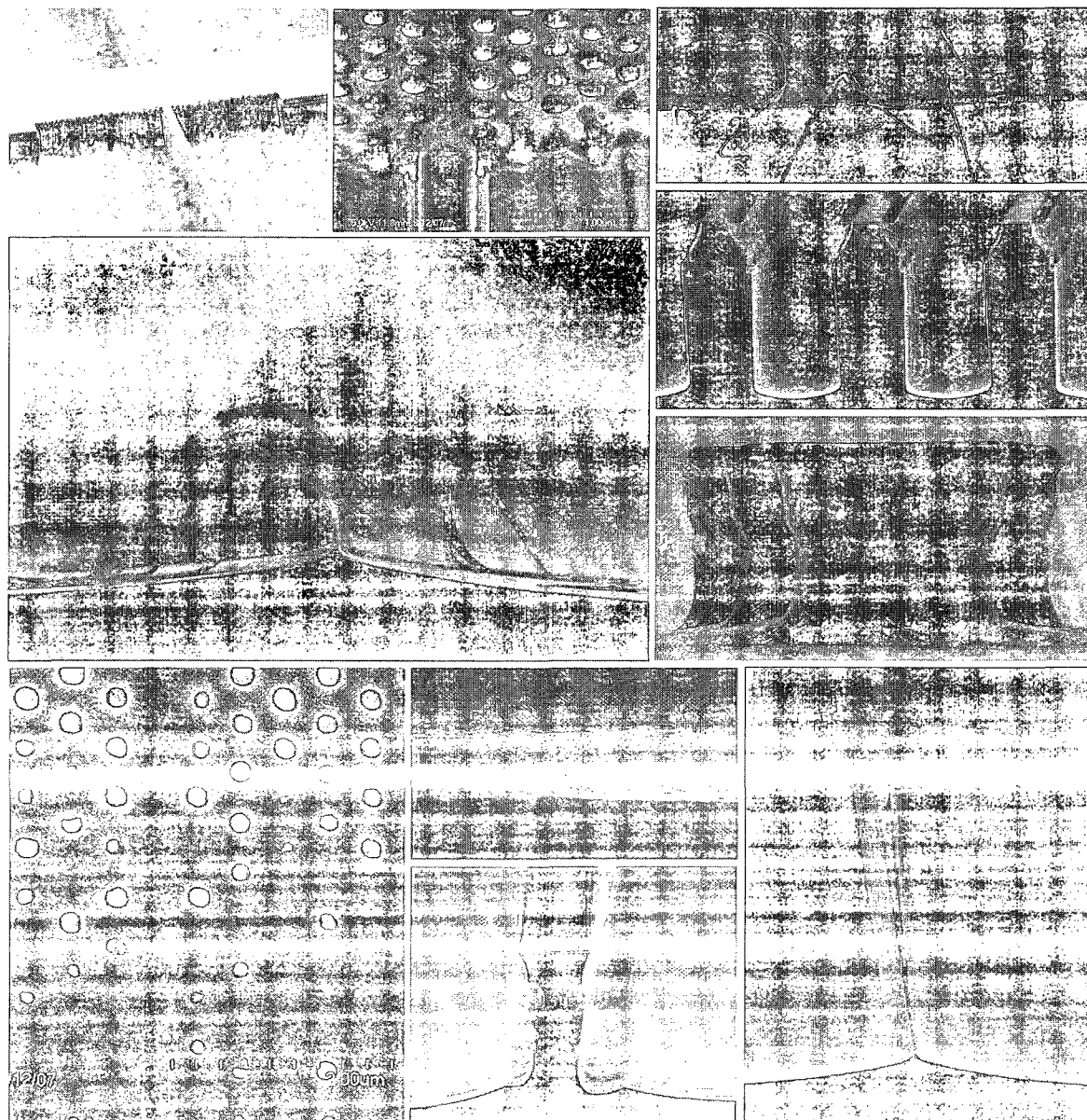


Figure annexe A.1 : Diverses photographies MEB de gravures manquées

ANNEXE B

DÉFINITION DE LA RUGOSITÉ DE BORDS

La rugosité de bord de ligne est définie par deux paramètres : *Line Edge Roughness* (LER) et *Line Width Roughness* (LWR) définis à la figure annexe B.1 [Thiault, 2007] :

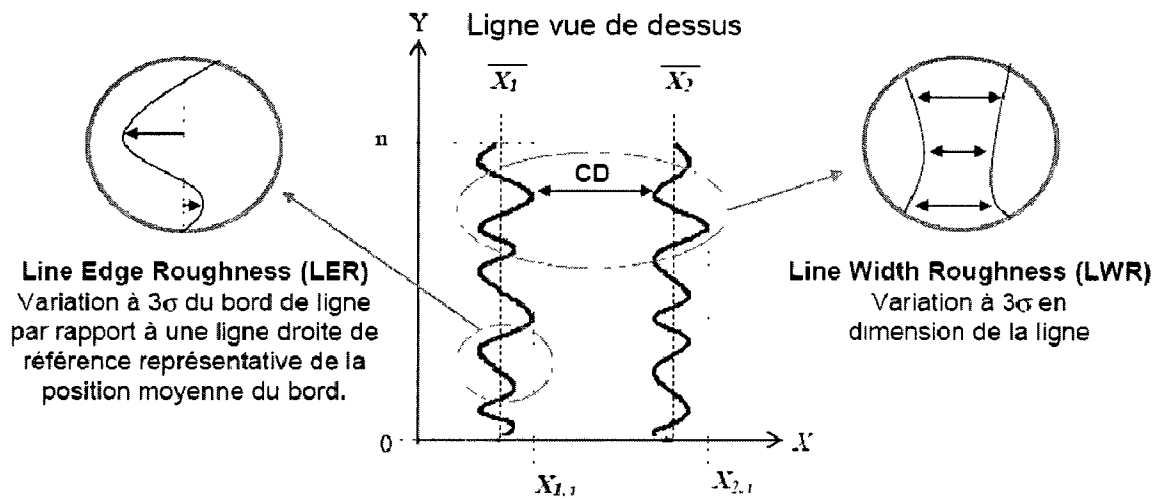


Figure annexe B.1 : Rugosité de bords d'une ligne vue de dessus [Thiault, 2007]

Le LWR est exprimé mathématiquement comme l'écart type à 3σ de la dimension nominale de la ligne (CD pour *Critical Dimension*). Ce paramètre regroupe donc 99,7% des valeurs de CD de la ligne, ce qui représente une bonne estimation de la rugosité de bord totale de la ligne.

$$LWR = 3\sigma(CD) = 3 \sqrt{\frac{\sum_{j=0}^n (CD_j - \overline{CD})^2}{n}} \quad B-1$$

Le LER est équivalent de LWR pour un seul bord. Il correspond à l'écart type à 3σ de la distance entre le bord de ligne et une ligne droite de référence représentative de la position moyenne du bord. Pour une ligne, on peut donc distinguer une valeur de LER à gauche et une à droite.

$$LER = 3\sigma(X) = 3 \sqrt{\frac{\sum_{j=0}^n (X_j - \bar{X})^2}{n}} \quad B-2$$

Statistiquement, si on considère que les deux bords de ligne sont indépendants l'un de l'autre, le LWR est relié mathématiquement au LER par :

$$LER = \frac{LWR}{\sqrt{2}} \quad B-3$$

ANNEXE C

CAPACITÉ MIS IDÉALE

Le principe de fonctionnement de la capacité MIS idéale est rappelé à la figure annexe C.1 [Sze, 2002], sur un semi-conducteur dopé p.

Il existe trois régimes de fonctionnement :

- Lorsque le potentiel V appliqué sur l'électrode est négatif, la concentration en trous est supérieure à celle des électrons à la surface : c'est le régime d'accumulation, où les porteurs majoritaires s'accumulent à l'interface oxyde-semi-conducteur (figure annexe C.1.a).
- Lorsque la capacité est polarisée en inverse avec V positif, les trous sont repoussés de l'interface et une zone de charge d'espace apparaît. Les porteurs libres désertent cette zone et seules les charges négatives fixes des atomes dopants subsistent. Cette zone est isolante et chargée. C'est le régime de désertion (figure annexe C.1.b).
- Lorsque la polarisation croît vers des valeurs de plus en plus positives, la largeur de la zone désertée croît également, tandis que la capacité du semi-conducteur décroît. Néanmoins, lorsque la polarisation devient très positive, la densité des trous à l'interface diminue tandis que la densité de porteurs minoritaires appelés à l'interface augmente. C'est le régime d'inversion (figure annexe C.1.c).

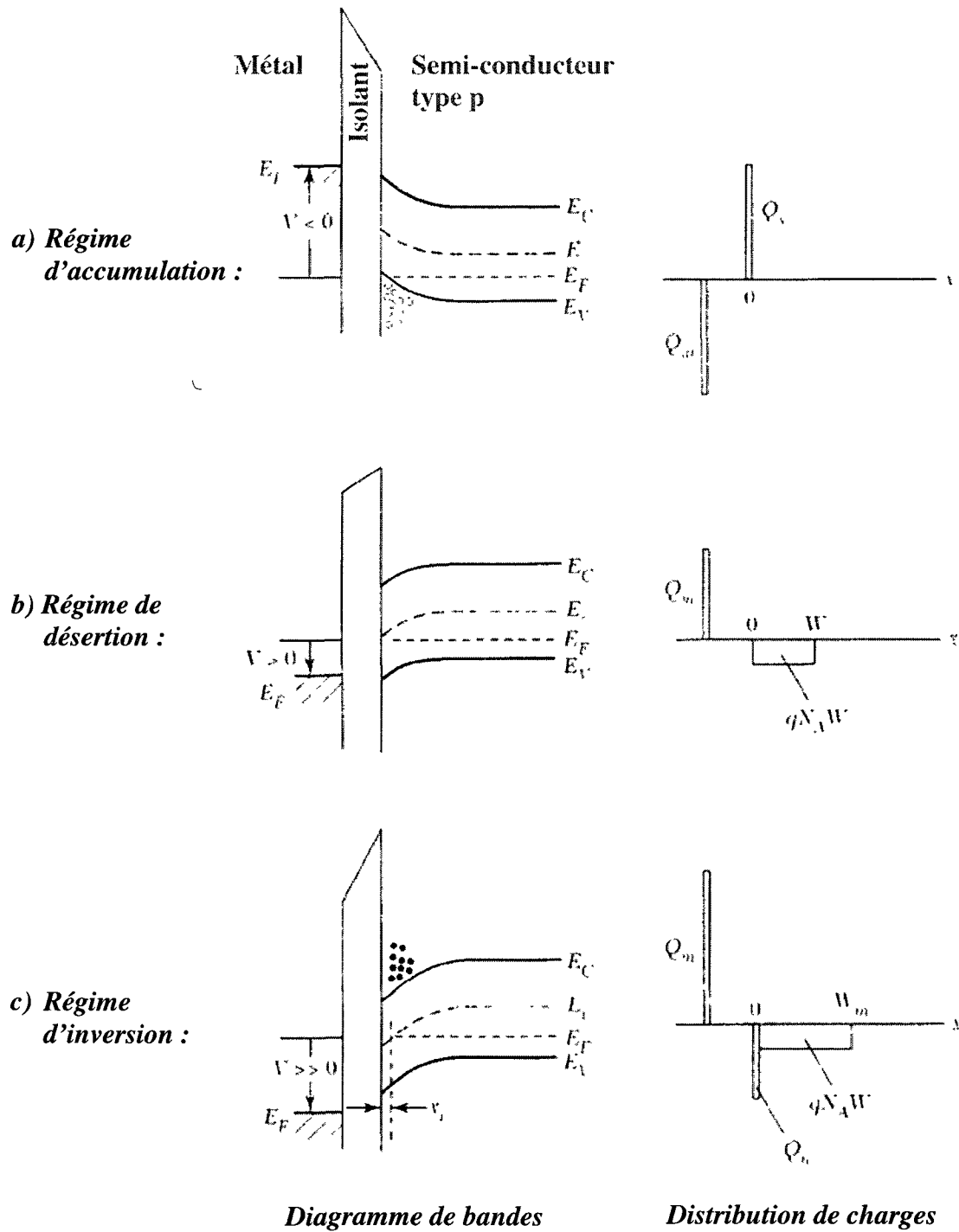


Figure annexe C.1 : Capacité MIS idéale sur un semi-conducteur dopé p [Sze, 2002]

ANNEXE D

CAVITÉ RÉSONNANTE FABRY-PÉROT

Un guide d'onde est équivalent à une cavité résonnante composée de deux miroirs coplanaires séparés par un milieu d'indice n_{eff} et de longueur L_C , tel qu'illustré à la figure annexe D.1. Une onde lumineuse P_0 , de longueur d'onde λ_0 , arrive sous incidence normale à l'entrée de la cavité. Cette onde est partiellement réfléchie sur chacune des faces et les ondes réfléchies peuvent interférer au sein de la cavité si elles sont en phase. Si ces interférences sont constructives, il y a transmission de lumière.

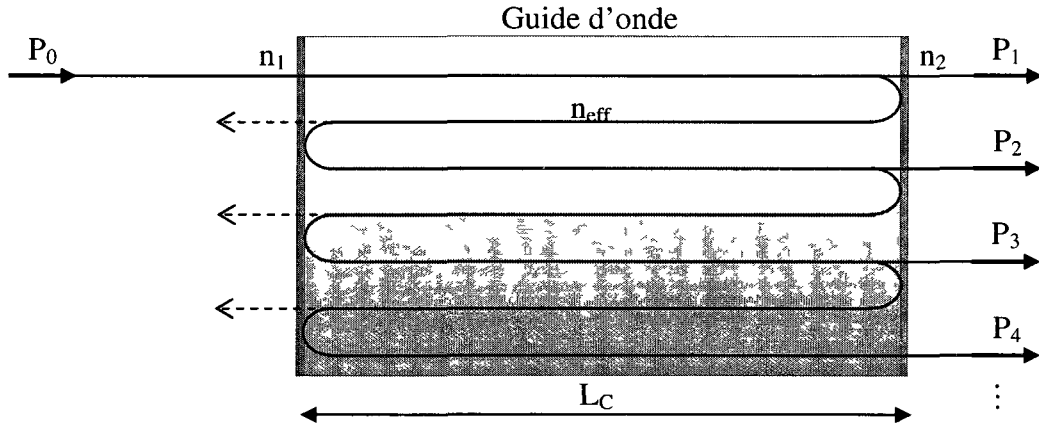


Figure annexe D.1 : Cavité résonnante schématisée en transmission

Chaque facette miroir est caractérisée par son coefficient de réflexion en amplitude, r_1 ou r_2 , et par son coefficient de transmission, t_1 ou t_2 :

$$\text{Avec,} \quad n_1 = n_2 = n \quad \text{D-1}$$

$$r_1 = \frac{n_1 - n_{eff}}{n_1 + n_{eff}} = \frac{n - n_{eff}}{n + n_{eff}} \quad \text{D-2}$$

$$r_2 = \frac{n_{eff} - n_2}{n_{eff} + n_2} = \frac{n_{eff} - n}{n_{eff} + n} \quad \text{D-3}$$

$$t_1 = \frac{2 n_1}{n_1 + n_{eff}} = \frac{2 n}{n + n_{eff}} \quad D-4$$

$$t_2 = \frac{2 n_{eff}}{n_{eff} + n_2} = \frac{2 n_{eff}}{n + n_{eff}} \quad D-5$$

Alors que t_1 , t_2 et r_2 sont toujours positifs, r_1 est négatif, ce qui se traduit par un déphasage de π de l'onde réfléchie sur la facette d'entrée par rapport à l'onde incidente. Ce déphasage complique considérablement l'interprétation des données en réflexion, les mesures sont donc faites en transmission.

Quant aux coefficients de réflexion R et de transmission T en intensité, ils valent :

$$R = r^2 \quad D-6$$

$$T_1 = \frac{n_{eff}}{n} t_1^2 = \frac{n_{eff}}{n} \frac{4n^2}{(n+n_{eff})^2} = \frac{4n_{eff} n}{(n+n_{eff})^2} = t_1 t_2 = T_2 = T \quad D-7$$

Hypothèses de départ

- La propagation de l'onde est monomode, afin d'éviter les couplages de modes aux réflexions et les interférences entre différents modes,
- Les solutions sont des champs de type TE ou TM.

Cavité Fabry Pérot en transmission avec pertes

Notons $\underline{\Psi}_0$ l'amplitude complexe d'une onde plane incidente. Les amplitudes complexes des ondes transmises successivement ont pour expressions respectives [Born and Wolf, 1999]:

$$\underline{\Psi}_1 = \sqrt{\eta} t_1 t_2 \exp\left(-\frac{\alpha}{2} L_C\right) \underline{\Psi}_0 \quad D-8$$

$$\underline{\Psi}_2 = \sqrt{\eta} t_1 t_2 r^2 \exp\left(-\frac{3\alpha}{2} L_C\right) \underline{\Psi}_0 \exp(i\phi) \quad D-9$$

$$\underline{\Psi}_3 = \sqrt{\eta} t_1 t_2 r^4 \exp\left(-\frac{5\alpha}{2} L_C\right) \underline{\Psi}_0 \exp(i2\phi) \quad D-10$$

$$\underline{\Psi}_4 = \sqrt{\eta} t_1 t_2 r^6 \exp\left(-\frac{7\alpha}{2} L_C\right) \underline{\Psi}_0 \exp(i3\phi) \quad D-11$$

etc.

avec en incidence normale ϕ , la différence de phase entre deux ondes successives :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2n_{eff} L_C \quad D-12$$

et :

- α le coefficient de pertes de propagation linéaire traditionnellement modélisé par la loi de Beer-Lambert, $I = I_0 \exp(-\alpha L_C)$, et comme l'intensité est proportionnelle au module de l'amplitude au carré on utilise $\frac{\alpha}{2}$,
- η , le coefficient de couplage en intensité, on utilise $\sqrt{\eta}$ lorsqu'on travaille en amplitude.

L'amplitude complexe de l'onde transmise est la somme des amplitudes complexes des ondes transmises individuellement :

$$\underline{\Psi}_t = \sum_{m=1}^{\infty} \underline{\Psi}_m \quad D-13$$

$$\begin{aligned} \underline{\Psi}_t = \sqrt{\eta} T \exp\left(-\frac{\alpha}{2} L_C\right) \underline{\Psi}_0 [1 + R \exp(-\alpha L_C) \exp(i\phi) + \\ R^2 \exp(-2\alpha L_C) \exp(i2\phi) + \dots + R^m \exp(-m\alpha L_C) \exp(im\phi) + \dots] \end{aligned} \quad D-14$$

On reconnaît une suite géométrique convergente de raison $A = R \exp(-\alpha L_C) \exp(i\phi)$ dont la somme est égale à $1^{er} \text{ terme} \times \frac{1-A^l}{1-A}$ avec R inférieur à un.

$$\underline{\Psi}_t = \sqrt{\eta} T \exp\left(-\frac{\alpha}{2} L_C\right) \underline{\Psi}_0 \times \frac{1}{1 - R \exp(-\alpha L_C) \exp(i\phi)} \quad D-15$$

L'intensité de l'onde réfléchie résulte directement de ce qui précède :

$$I_t = |\underline{\Psi}_t|^2 = \eta T^2 \exp(-\alpha L_C) |\underline{\Psi}_0|^2 \times \frac{1}{|1 - R \exp(-\alpha L_C) \exp(i\phi)|^2} \quad D-16$$

$$I_t = \eta T^2 \exp(-\alpha L_C) I_o \times \frac{1}{(1 - R \exp(-\alpha L_C) \cos\phi)^2 + (R \exp(-\alpha L_C) \sin\phi)^2} \quad D-17$$

Posons $R' = R \exp(-\alpha L_C)$

$$I_t = \eta T^2 \exp(-\alpha L_C) I_o \times \frac{1}{(1 - R' \cos\phi)^2 + (R' \sin\phi)^2} \quad D-18$$

$$I_t = \eta I_o \times \frac{T^2 \exp(-\alpha L_C)}{1 + R'^2 - 2R' \cos\phi} \quad D-19$$

$$I_t = \eta I_o \frac{T^2 \exp(-\alpha L_C)}{(1 - R')^2 + 4R' \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad D-20$$

Ou encore

$$I_t = \eta I_o \frac{T^2 \exp(-\alpha L_C)}{(1 - R')^2} \frac{1}{1 + M \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \text{ avec } M = \frac{4R'}{(1 - R')^2} \quad D-21$$

On remarque que l'intensité dépend uniquement du terme de phase, car pour un même guide d'onde R , T , η et α sont constants [Regener and Sohler, 1985].

Pour $\phi = 2\pi m$ avec m entier, I_t est maximale.

$$I_{t \max} = \eta I_o \exp(-\alpha L_C) \left(\frac{T}{1 - R'} \right)^2 \quad D-22$$

$$I_t = \frac{I_{t \max}}{1 + M \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad D-23$$

$$I_{t \min} = \eta I_o \exp(-\alpha L_C) \frac{T^2}{(1 - R')^2 + 4R'} \quad D-24$$

L'intensité transmise varie périodiquement avec la phase. Mathématiquement, c'est une fonction d'Airy qui traduit la modulation de l'intensité de l'onde transmise par le résonateur en fonction de la phase de celle-ci. Des courbes théoriques obtenues à partir de valeurs réalistes sont montrées à la figure annexe D.2.

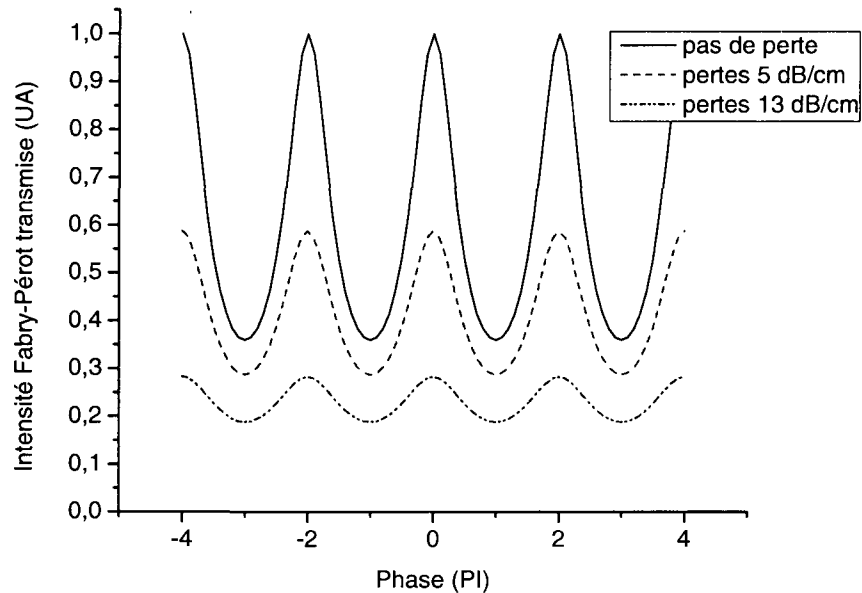


Figure annexe D.2 : Intensité Fabry-Pérot transmise théorique via un guide d'onde

Les courbes de la figure D.2 ont été obtenues en posant :

- Rendement de couplage $\eta = 1$,
- Intensité incidente $I_0 = 1$,
- Coefficients de transmission $T = 0,75$,
- Coefficients de réflexion $R = 0,25$,
- Longueur de cavité, $L_C = 0,3$ cm,
- Coefficient de pertes de propagation linéaire, $\alpha = 0 - 1,15$ et 3 cm^{-1} (équivalent à 0 - 5 et 13 dB/cm).

La différence de phase dépend uniquement de la longueur d'onde. Donc expérimentalement, les franges d'interférence Fabry-Pérot vont être générées en faisant varier la longueur d'onde de la lumière injectée dans le guide d'onde.

Détermination du coefficient de pertes de propagation linéaire

En pratique, lorsqu'un spectre Fabry-Pérot en transmission est obtenu, le coefficient de pertes de propagation linéaire se détermine en mesurant les valeurs absolues des intensités transmises maximum et minimum [Walker, 1985]. Cependant, une méthode considérablement plus simple consiste à mesurer le contraste C de la cavité résonnante Fabry-Pérot [Regener and Sohler, 1985, Feuchter and Thrstrup, 1994].

$$C = \frac{I_{t \max} - I_{t \min}}{I_{t \max} + I_{t \min}} \quad D-25$$

$$C = \frac{\eta I_0 \exp(-\alpha L_C) \left[\left(\frac{T}{1-R'} \right)^2 - \frac{T^2}{(1-R')^2 + 4R'} \right]}{\eta I_0 \exp(-\alpha L_C) \left[\left(\frac{T}{1-R'} \right)^2 + \frac{T^2}{(1-R')^2 + 4R'} \right]} \quad D-26$$

$$C = \frac{\left(\frac{T}{1-R'} \right)^2 - \frac{T^2}{(1-R')^2 + 4R'}}{\left(\frac{T}{1-R'} \right)^2 + \frac{T^2}{(1-R')^2 + 4R'}} \quad D-27$$

$$C = \frac{T^2 \times [(1-R')^2 + 4R'] - T^2(1-R')^2}{T^2 \times [(1-R')^2 + 4R'] + T^2(1-R')^2} \quad D-28$$

$$C = \frac{T^2 + T^2 R'^2 + 2T^2 R' - T^2 + 2R' T^2 - T^2 R'^2}{T^2 + T^2 R'^2 + 2T^2 R' + T^2 - 2R' T^2 + T^2 R'^2} \quad D-29$$

$$C = \frac{4R' T^2}{2T^2 + 2T^2 R'^2} \quad D-30$$

$$C = \frac{2R'}{1+R'^2} \quad D-31$$

Le contraste est indépendant de I_0 et de η , il dépend uniquement de R' . En mesurant le contraste, on peut donc en déduire R' , le facteur qui combine les pertes de propagation et le coefficient de réflexion.

Une équation du second degré :

$$CR'^2 - 2R' + C = 0 \quad D-32$$

La solution est :

$$R' = \frac{1}{c} \left(1 - \sqrt{1 - C^2} \right) \quad D-33$$

$$R' = R \exp(-\alpha L_C) = \frac{1}{c} \left(1 - \sqrt{1 - C^2} \right) \quad D-34$$

$$\exp(-\alpha L_C) = \frac{1}{R} \frac{I_{t \max} + I_{t \min}}{I_{t \max} - I_{t \min}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{(I_{t \max} - I_{t \min})^2}{(I_{t \max} + I_{t \min})^2}} \right) \quad D-35$$

$$\begin{aligned} \exp(-\alpha L_C) = \\ \frac{1}{R} \frac{1}{I_{t \max} - I_{t \min}} \left(I_{t \max} + I_{t \min} - \right. \\ \left. I_{t \max} + I_{t \min}^2 - I_{t \max} - I_{t \min}^2 \right) \quad D-36 \end{aligned}$$

$$\exp(-\alpha L_C) = \frac{1}{R} \frac{1}{I_{t \max} - I_{t \min}} \left(I_{t \max} + I_{t \min} - \sqrt{4 I_{t \max} I_{t \min}} \right) \quad D-37$$

$$\exp(-\alpha L_C) = \frac{1}{R} \frac{(\sqrt{I_{t \max}} - \sqrt{I_{t \min}})^2}{(\sqrt{I_{t \max}} - \sqrt{I_{t \min}}) \times (\sqrt{I_{t \max}} + \sqrt{I_{t \min}})} \quad D-38$$

$$\exp(\alpha L_C) = R \frac{\frac{\sqrt{I_{t \max}} + 1}{\sqrt{I_{t \min}}}}{\frac{\sqrt{I_{t \max}} - 1}{\sqrt{I_{t \min}}}} \quad D-39$$

$$\alpha = \frac{1}{L_C} \ln \left(R \frac{\frac{\sqrt{I_{t \max}} + 1}{\sqrt{I_{t \min}}}}{\frac{\sqrt{I_{t \max}} - 1}{\sqrt{I_{t \min}}}} \right) \quad D-40$$

Finalement, les pertes de propagation linéaire dans un guide d'onde peuvent être obtenues en mesurant seulement les valeurs de $I_{t \max}$ et de $I_{t \min}$ [Rogers and Sohl, 1985, Sakai et al., 2001].

Propriétés de la cavité

Afin que l'intensité transmise soit maximale, c'est-à-dire que la fonction d'Airy soit à son maximum, $\sin^2(\frac{\phi}{2})$ doit être nul selon l'équation D.21. Cette condition est réalisée quand :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2n_{eff}L_C = 2\pi m \quad \text{avec } m \text{ entier (ordre de la cavité) } D-41$$

Cette condition d'intensité maximale en fréquence donne :

$$\nu_m = m \left(\frac{c}{2n_{eff}L_C} \right) \quad D-42$$

L'intervalle spectral libre (ISL) est défini comme la séparation entre deux modes résonnants m et $m+1$ de la cavité. On en déduit la différence de fréquence entre deux pics successifs :

$$ISL_\nu = \Delta\nu = \frac{c}{2n_{eff}L_C} \quad D-43$$

Ou encore en termes de longueur d'onde :

$$ISL_\lambda = \Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2n_{eff}L_C} \quad D-44$$

Cet écart est indépendant de la réflectivité des miroirs mais est inversement proportionnel à la longueur de la cavité. Concrètement, cela signifie que la longueur du guide est limitée par la résolution de l'analyseur de spectre utilisé.

Par exemple, pour une résolution meilleure que 0,005nm, soit 200 points par nanomètre, un ISL arbitraire de 0,3 nm conviendra. C'est équivalent à une longueur d'échantillon d'environ 1,3 mm pour une longueur d'onde de 1,55 μm et un indice effectif de 3.

La cavité est également caractérisée par sa finesse qui est le rapport entre l'intervalle spectral libre et la largeur à mi-hauteur du pic de transmission.

$$Finesse = \frac{ISL}{\text{largeur à mi-hauteur}} = \frac{\pi\sqrt{M}}{2} = \frac{\pi\sqrt{R'}}{1-R'} \quad D-45$$

Ce paramètre signifie que la largeur de chaque pic Fabry-Pérot est « Finesse » fois plus petite que la période d'apparition des pics.

ANNEXE E

PROTOCOLE POUR LES MESURES DE PERTES FABRY-PÉROT

1. Allumer la source accordable
 - Mot de passe « 1234 » puis « enter ».
2. Interface du montage
 - Allumer le PC de contrôle,
 - Allumer les contrôleurs de déplacement de la platine 6 axes,
 - Connecter le port GBIP entre la source/détecteur et le PC de contrôle,
 - Démarrer Labview,
 - o Programme : « ag816WavelengthSweep_LV8_V20090218 »,
 - o Vérifier que le numéro du port GPIB vu par « Measurement & Automation » est le même que celui de la première boîte du programme (affichage diagramme), sinon le corriger,
 - Démarrer logiciel de déplacement de la platine.
3. Contrôler les connexions fibre optique
 - Vérifier la propreté des connecteurs,
 - Utiliser la carte de détection infra rouge pour vérifier le passage de la lumière,
 - Cliver la fibre optique multimode de détection si besoin.
4. Choisir la polarisation
 - Utiliser la carte de détection infra rouge ou le photodétecteur de l'analyseur de spectre,
 - Orienter le contrôleur de polarisation « oreilles de Mickey » de façon à avoir un maximum de puissance à la sortie du cube séparateur fibré correspondant à la polarisation désirée (verticale ou horizontale).

5. Orienter la FO lentillée en angle pour l'injection de la polarisation choisie dans le guide d'onde

- Connecter la FO lentillée à la sortie du cube séparateur choisie,
- Vérifier la polarisation en utilisant le cube séparateur (MellesGriot 03PBS085) à manipuler avec des gants. Il laisse passer la polarisation horizontale et il réfléchit la polarisation verticale,

Remarque : Il peut également être utilisé pour contrôler les polarisations des sorties numérotées précédentes.

- Utiliser un objectif *20 comme collimateur de faisceau, car cette FO est très divergente.

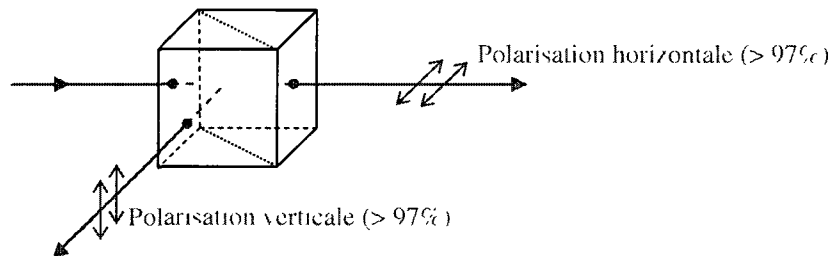


Figure annexe E.1 : Cube séparateur de polarisation

6. Positionner l'échantillon

- Préalablement, mesurer sa longueur (primordial pour l'interprétation des données).

7. Coupler la lumière dans le guide d'onde à l'aide de la caméra infrarouge

- Positionner la fibre optique lentillée devant un guide (distance de travail de $14\ \mu\text{m}$), aligner l'axe du guide d'onde avec celui de la fibre optique (en x), puis en hauteur (en y), puis en vis-à-vis (en z),
- Placer la caméra infrarouge équipée d'un objectif *20 à grande distance de travail à la sortie des guides,
- Illuminer l'échantillon avec une lampe halogène puissante et fibrée afin de focaliser la caméra sur la facette de sortie des guides,
- Optimiser le couplage avec l'image fournie par la caméra (étape critique),
- Retirer le tube objectif de la caméra.

8. Positionner la fibre optique multimode de collection en sortie du guide

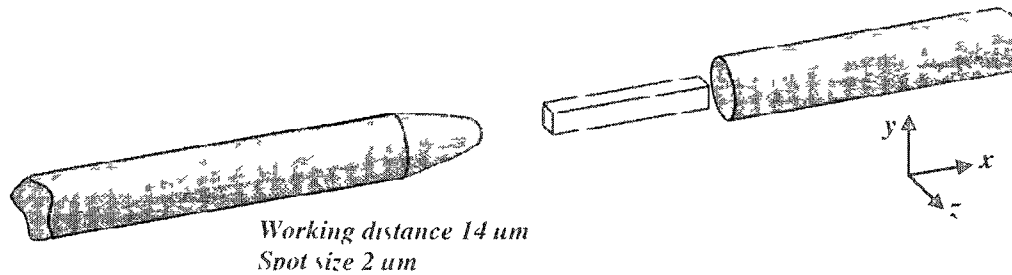


Figure annexe E.2 : Fibre optique lentillée, guide d'onde et fibre optique multimode

9. Alignement fin

- Connecter la fibre multimode de détection au coupleur, un pourcentage de la puissance détectée en envoyée vers le contrôleur de la platine 6 axes,
- Voir l'évolution de l'intensité détectée via le logiciel,
- Optimiser l'intensité via les vis micrométriques puis avec l'auto alignement du guide d'onde (dernière étape parfois facultative).
- Attention à ne pas toucher la fibre lentillée !

10. Acquisition du signal

- La seconde sortie du coupleur envoie le reste du signal détecté à l'analyseur de spectre synchrone avec la source,
- Paramétrer le scan en longueur d'onde dans Labview puis lancer l'acquisition,
- Enregistrer le spectre.

11. Interprétation du spectre

12. Retour à l'étape 7 pour caractériser un autre guide d'onde.

ANNEXE F

COMMUNICATIONS ASSOCIÉES À CE DOCTORAT

❖ ARTICLES SCIENTIFIQUES

M. Volatier, D. Duchesne, R. Morandotti, R. Ares, V. Aimez

(2010) *Extremely high aspect ratio GaAs and GaAs/AlGaAs nanowaveguides fabricated using chlorine ICP etching with N₂ promoted passivation*

Vol. 21, pp. 134014-(8pp), Nanotechnology, 03/08, 2010

Semiconductor nanowaveguides are the key structure for light-guiding nanophotonics applications. Efficient guiding and confinement of single-mode light in these waveguides require high aspect ratio geometries. In these conditions, sidewall verticality becomes crucial. We fabricated such structures using a top-down process combining electron beam lithography and inductively coupled plasma (ICP) etching of hard masks and GaAs/AlGaAs semiconductors with Al concentrations varying from 0 to 100%. The GaAs/AlGaAs plasma etching was a single-step process using a Cl₂/BCl₃/Ar gas mixture with various fractions of N₂. Scanning electron microscope (SEM) observations showed that the presence of nitrogen generated the deposition of a passivation layer, which had a significant effect on sidewall slope. Near-ideal vertical sidewalls were obtained over a very narrow range of N₂, allowing the production of extremely high aspect ratios (32) for 80nm wide nanowaveguides.

Y. Linzon, B. A. Malomed, M. Zaezjev, R. Morandotti, **M. Volatier-Ravat**, V. Aimez, R. Ares, S. Bar-Ad

(2009) *Wave interactions and wave-structure scattering in nonlinear patterned waveguides*

Vol. 80, 4, pp. 666-673, Mathematics and Computers in Simulation, 09/02, 2009

The nonlinear interactions between discrete optical solitons that propagate in different regimes of diffraction, and the nonlinear scattering of dispersive waves by local optical potentials, were studied experimentally. It is well known in electromagnetism that when linear coherent waves meet they interfere without interactions. Linear waves also scatter through local optical structures without exchanging any power with guided and anti-guided modes of these structures. When a focusing Kerr nonlinearity is present, linearly inhibited phenomena, which break these rules, are shown to exist. Our studies were performed with Silica glass and semiconductor AlGaAs nonlinear planar modulated waveguides, excited by ultra-short pulses in the near infrared spectral regime.

A. Guo, G. J. Salamo, D. Duchesne, R. Morandotti, **M. Volatier-Ravat**, V. Aimez, G. A. Siviloglou, D. N. Christodoulides

(2009) *Observation of PT-Symmetry Breaking in Complex Optical Potentials*

Vol. 103, 9, pp. 093902-1-093902-4, Physical Review Letters, August 28, 2009

In 1998, Bender and Boettcher found that a wide class of Hamiltonians, even though non-Hermitian, can still exhibit entirely real spectra provided that they obey parity-time requirements or PT symmetry. Here we demonstrate experimentally passive PT-symmetry breaking within the realm of optics. This phase transition leads to a loss induced optical transparency in specially designed pseudo-Hermitian guiding potentials.

S. Suntsov, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, R. Morandotti, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares, E. H. Yang, G. Salamo

(2008) *Optical spatial solitons at the interface between two dissimilar periodic media: Theory and experiment*

Vol. 16, 14, pp. 10480-10492, Optics Express, 06/27, 2008

Discrete spatial solitons traveling along the interface between two dissimilar one-dimensional arrays of waveguides were observed for the first time. Two interface solitons were found theoretically, each one with a peak in a different boundary channel. One evolves into a soliton from a linear mode at an array separation larger than a critical separation where-as the second soliton always exhibits a power threshold. These solitons exhibited different power thresholds which depended on the characteristics of the two lattices. For excitation of single channels near and at the boundary, the evolution behavior with propagation distance indicates that the solitons peaked near and at the interface experience an attractive potential on one side of the boundary, and a repulsive one on the opposite side. The power dependence of the solitons at variable distance from the boundary was found to be quite different on opposite sides of the interface and showed evidence for soliton switching between channels with increasing input power.

Y. Linzon, B. Malomed, M. Zaezjev, R. Morandotti, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares, S. Bar-Ad

(2008) *Nonlinear wave interactions in patterned Silica and AlGaAs waveguides*

Vol. 6, 3, pp. 555-562, Central European Journal of Physics, 09/01, 2008

We study nonlinear interactions between discrete optical solitons that propagate in different regimes of diffraction, and the nonlinear scattering of dispersive waves by local optical potentials. It is well known in optics that when linear coherent waves meet, they interfere without interactions. Linear waves also scatter through local optical structures not exchanging any power with the guided modes of these structures. As a focusing Kerr nonlinearity is present, such linearly-inhibited phenomena can exist. Our studies are performed in silica and AlGaAs nonlinear waveguides, excited by ultra-short pulses in the near infrared.

Y. Shavit, Y. Linzon, S. Bar-Ad, R. Morandotti, **M. Volatier-Ravat**, V. Aimez, R. Ares
(2008) *Power-dependent switching of nonlinear trapping by local photonic potentials*
Vol. 33, 10, pp. 1056-1058, Optics Letters, 05/09, 2008

We study experimentally and numerically the nonlinear scattering of wave packets by local multisite guiding centers embedded in a continuous dielectric medium as a function of the input power and angle of incidence. The extent of trapping into the linear modes of different sites is manipulated as a function of both the input power and the angle of incidence, demonstrating power-controlled switching of nonlinear trapping by local photonic potentials.

S. Suntsov, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, R. Morandotti, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares, C. E. Ruter, D. Kip
(2007) *Optical modes at the interface between two dissimilar discrete meta-materials*
Vol. 15, 8, pp. 4663-4670, Optics Express, Apr 16 2007

We have studied theoretically and experimentally the properties of optical surface modes at the hetero-interface between two meta-materials. These meta-materials consisted of two 1D AlGaAs waveguide arrays with different band structures.

S. Suntsov, K. G. Makris, G. A. Siviloglou, R. Iwanow, R. Schiek, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, R. Morandotti, H. Yang, G. Salamo, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares, M. Sorel, Y. Min, W. Sohler, X. Wang, A. Bezryadina, Z. Chen
(2007) *Observation of one- and two-dimensional discrete surface spatial solitons*
Vol. 16, 4, pp. 401-426 (Invited Review Paper), Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials, November 26, 2007

The recent theoretical predictions and experimental observations of discrete surface solitons propagating along the interface between a one- or two-dimensional continuous medium and a one- or two-dimensional waveguide array are reviewed. These discrete solitons were found in second order (periodically poled lithium niobate) and third order nonlinear media, including AlGaAs, photorefractive media and glass, respectively.

Y. Linzon, R. Morandotti, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares, S. Bar-Ad
(2007) *Nonlinear scattering and trapping by local photonic potentials*
Vol. 99, 13, pp. 133901-1-133901-4, Physical Review Letters

We experimentally study the nonlinear scattering by local photonic structures embedded in continuous Kerr media and demonstrate nonlinear trapping in guiding structures and resonant transmission in antiguiding structures. An intuitive physical picture is presented and verified in simulations.

Y. Linzon, Y. Shavit, M. Elazar, R. Morandotti, **M. Volatier-Ravat**, V. Aimez, R. Ares, S. Bar-Ad

(2007) *Single beam mapping of nonlinear phase shift profiles in planar waveguides with an embedded mirror*

Vol. 15, 19, pp. 12068-12075, Optics Express

We demonstrate a technique for a single shot mapping of nonlinear phase shift profiles in spatial solitons that are formed during short pulse propagation through one-dimensional slab AlGaAs waveguides, in the presence of a focusing Kerr nonlinearity. The technique uses a single beam and relies on the introduction of a lithographically etched reflective planar mirror surface positioned in proximity to the beam's input position. Using this setup we demonstrate nonlinearity-induced sharp lateral phase variations for certain initial conditions, and creation of higher spatial harmonics when the beam is in close proximity to the mirror.

❖ CONFÉRENCES

Duchesne, D., Rutkowska, K. A., **Volatier, M.**, Légaré, F., Delprat, S., Chaker, M., Modotto, D., Locatelli, A., De Angelis, C., Sorel, M., Christodoulides, D., Salamo, G., Arès, R., Aimez, V. and Morandotti, R.

(2010) *Continuous-wave Second Harmonic Generation in Submicron AlGaAs Waveguides*
Nonlinear Photonics Topical Meeting - Postdeadline Session, June 21-24 2010, Karlsruhe, Germany

Modal phase-matched second harmonic generation is obtained in sub-micron AlGaAs waveguides using a continuous-wave laser at telecommunication wavelengths. The tunability and robust fabrication process make this device ideal for integrated wavelength conversion.

Duchesne, D., Rutkowska, K. A., **Volatier, M.**, Légaré, F., Delprat, S., Chaker, M., Modotto, D., Locatelli, A., De Angelis, C., Sorel, M., Christodoulides, D., Salamo, G., Arès, R., Aimez, V. and Morandotti, R.

(2010) *Continuous Wave Second Harmonic Generation in Ultra-Compact AlGaAs Photonic Wire Waveguides*

Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP), Sept 27-30 2010, Golden Tulip Recife Palace, Recife, Brazil

Modal phase-matched second-harmonic generation is obtained in sub-micron AlGaAs waveguides using a continuous-wave laser at telecommunication wavelengths. The tunability and robust fabrication process make this device ideal for integrated wavelength conversion.

M. Volatier, D. Duchesne, R. Morandotti, R. Ares, V. Aimez

(2009) *Extremely high aspect ratio GaAs-based nanowires fabricated by inductively coupled plasma (ICP) etching*

14th Canadian Semiconductor Technology Conference (CSTC-CCTS 2009), pp. 148, Hamilton, Canada, August 10-14, 2009

S. Suntsov, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, R. Morandotti, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares, H. Yang, G. Salamo

(2008) *Repulsive and attractive surface soliton potentials at boundaries between periodic media*

2008 Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS), pp. 2, San Jose, CA, USA, IEEE, Piscataway, NJ, USA, 4 May-9 May 2008

An interface between two periodic 1D arrays with self-focusing Kerr nonlinearities is shown experimentally to support strikingly different families of surface solitons due to differences in surface potential near the boundary.

M. Volatier, M. Mounier, V. Aimez, R. Ares, R. Morandotti

(2007) *Anisotropic, smooth and non selective ICP plasma etching of GaAs/AlGaAs and InP/InGaAsP heterostructures*

13th Canadian Semiconductor Technology Conference (CSTC-CCTS 2007), pp. 71, Montréal, Canada, August 14-17, 2007 (Best poster award)

S. Suntsov, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, R. Morandotti, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares

(2007) *Diffraction and trapping of light at the interface between two discrete media*

2007 Quantum Electronics and Laser Science Conference, QELS, pp. 4431615, Baltimore, MD, United States, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc, Piscataway, NJ 08855-1331, United States, May 6-11 2007

We have studied numerically and experimentally the linear diffraction and trapping of light at the hetero-interface between two different 1D AlGaAs waveguide arrays. A new "breather" state guided by the interface was observed.

S. Suntsov, K. Makris, D. Christodoulides, G. Stegeman, C. Ruter, D. Kip, R. Morandotti, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares, H. Yang, G. Salamo

(2007) *Discrete Spatial Surface Solitons at the Interface Between Dissimilar Arrays*

Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals and Applications (NLO), pp. paper TuC2Kona, Hawaii, Optical Society of America, July 30, 2007

We have observed surface solitons guided by the interface between two dissimilar arrays of weakly coupled AlGaAs waveguides. Only one interface soliton was observed, different from the soliton families found between discrete and continuous media.

S. Suntsov, K. Makris, D. Christodoulides, G. Stegeman, C. Rüter, D. Kip, R. Morandotti, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares, H. Yang, G. Salamo

(2007) *Discrete Spatial Surface Solitons at the Interface Between Dissimilar Arrays*

2007 Nonlinear Photonics Topical Meeting, pp. Paper NTuC2, Sept. 2-6 2007, Loews Le Concorde Hotel, Quebec City, Quebec, Canada, Sept. 2-6 2007

We have observed surface solitons guided by the interface between two dissimilar arrays of weakly coupled AlGaAs waveguides. Only one type of interface soliton was observed, different from those found between discrete and continuous media.

Y. Linzon, S. Bar-Ad, R. Morandotti, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares

(2007) *Nonlinear scattering and trapping by local photonic potentials*

2007 Quantum Electronics and Laser Science Conference, QELS, pp. 4431598, Baltimore, USA, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc, Piscataway, NJ 08855-1331, United States, May 6-11 2007

We experimentally study nonlinear scattering by local photonic potentials embedded in continuous Kerr media, and demonstrate nonlinear trapping in guiding potentials and resonant transmission in anti-guiding potentials. The results are verified by numerical simulations.

Y. Linzon, S. Bar-Ad, R. Morandotti, **M. Volatier**, V. Aimez, R. Ares

(2007) *Nonlinear scattering and trapping by local photonic potentials*

2007 Nonlinear Photonics Topical Meeting, pp. Paper JME5, Sept. 2-6 2007, Loews Le Concorde Hotel, Quebec City, Quebec, Canada, Sept. 2-6 2007

We study experimentally nonlinear scattering by local photonic potentials embedded in continuous Kerr media. We demonstrate nonlinear trapping in guiding potentials and resonant transmission in antiguiding potentials

❖ CONCOURS DE PHOTOGRAPHIES SCIENTIFIQUES

C'est plein de bon SciENceS !

Concours d'art et de vulgarisation du CEGI de l'UdeS, édition 2010

3^{ième} prix : « Racines surprises »

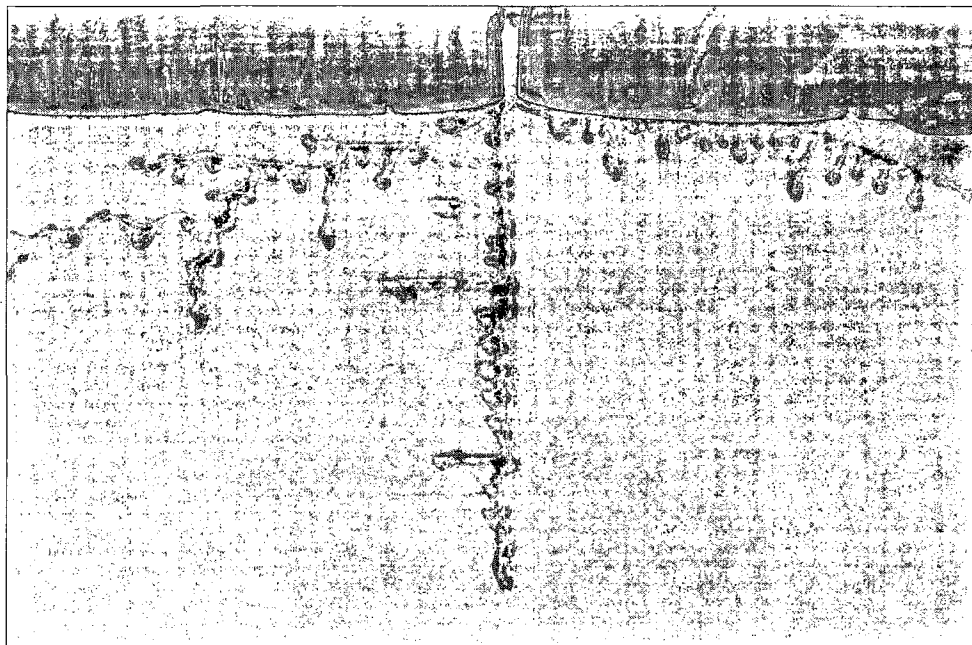


Figure annexe F.1 : Racines surprises

«Un pilier micrométrique semble prendre racine au cœur de la matière. Cette observation est inexplicable : Comme quoi la science nous révèle toujours des surprises ! »

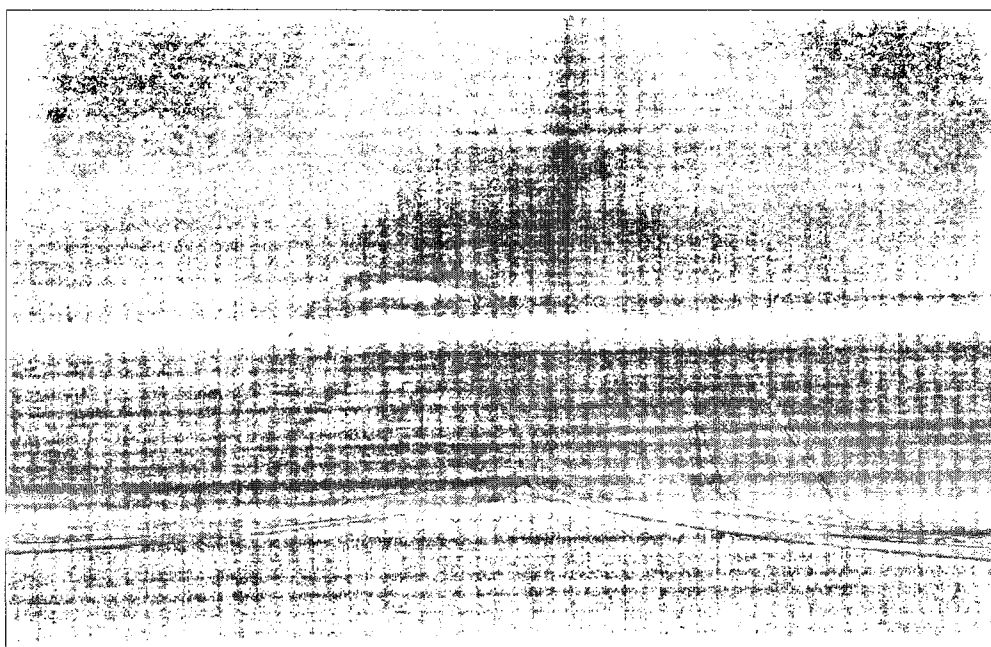


Figure annexe F.2 : Nanoficello

«Ce mur vertical de 100 nanomètres a été trop effilé, il en a perdu sa rigidité !
Il y a donc parfois des limites physiques à la réduction des dimensions...*

**Chaque fil obtenu est 1000 fois plus petit qu'un cheveu »*

La preuve par l'image

Édition 2010, ACFAS Association francophone pour le savoir

Finaliste 2010: « Nanoficello »

C'est plein de bon SciENceS !

Concours d'art et de vulgarisation du CEGI de l'UdeS, édition 2009

1^{er} prix : « Nanoficello »

Concours de photographie scientifique

Laboratoire International Associé en Nanotechnologie et Nanosystèmes (LIA-LN2)

2^{ème} prix : « *Optical Nanosource* » (*alias nanoficello*)

Publiée dans CNRS *international magazine*, section *amazing images*, n°15, oct. 2009

What could pass for a shredded piece of paper or Ficello cheese is actually a 100 nanometers wide vertical wall—that has lost its rigidity. Made of a Gallium Arsenide (GaAs) semiconductor, these “threads” show what happens when a nanowall—an extremely thin wire approximately 100nm wide and 3µm (microns) high attains the physical limits of dimension reduction, explains Maïté Volatier, a PhD student at CRN² in Sherbrooke, Québec. Compared to “classic” semiconductors, which are mainly used in microelectronics, GaAs-based semiconductors have the ability to confine and conduct light. Such nanostructures are then used to design and produce ultra-compact optical sources in the near- and mid-infrared ranges. This picture won the 2nd prize in a photography contest organized during the LIA-LN2 symposium last July. The international laboratory, created by CNRS in 2008, brings together teams from France and Québec. It aims to encourage collective research projects in the fields of nanotechnologies and nanosystems.

Marie-Hélène Towhill

ANNEXE G

INVITED LAB TALK IN NANOTECHWEB.ORG

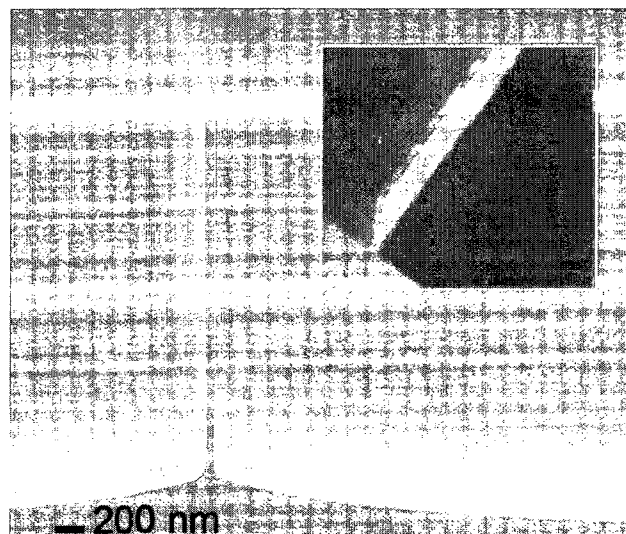
Extremely high aspect ratio nanowaveguides prepared in GaAs-AlGaAs

Canadian team pushes the limits of plasma etching to obtain near-ideal vertical sidewalls

<http://nanotechweb.org/cws/article/lab/42877>

Jun. 9, 2010

Semiconductor nanowaveguides are the key structure for light-guiding nanophotonics applications. More specifically, GaAs/AlGaAs nanowaveguides have attracted significant interest because of their strong nonlinear coefficient. Efficient guiding and confinement of single-mode light in these waveguides require high-aspect-ratio geometries. To prevent the structures from collapsing, almost perfectly vertical sidewalls are mandatory.



*Figure annexe G.1 : Cross-section of an extremely high aspect ratio GaAs nanowaveguide
Measured dimensions are: 80 nm wide, 2.6 μm high, aspect ratio >32 and 0° sidewall slope.*

In a recent study, which was published in the journal *Nanotechnology*, researchers from the Université de Sherbrooke, Canada, in collaboration with scientists from the Institut National de la Recherche Scientifique (INRS), in Varennes, Québec, Canada, have used a top-down approach to fabricate this kind of nanowaveguide. High-resolution electron beam lithography patterning was carried out using a Vistec UHVB6 e-beam writer to define the structures. Then, a set of inductively coupled plasma (ICP) etching processes removed unwanted material from around the design.

Plasma etching is the critical fabrication step to obtain near-perfectly vertical profiles. This process needs to be finely tuned to obtain the right accuracy and non-selectivity with respect to the various GaAs/AlGaAs heterostructure layer composition.

The GaAs/AlGaAs single-step etching process is based on a $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}/\text{N}_2$ chemistry, which does not show Al-composition dependency (from 0% Al in GaAs to 100% Al in a pure AlAs layer). N_2 addition promotes a Si_xO_y passivation layer deposition on sidewalls with a striking effect on the profile verticality by preventing lateral etching. Near-ideal vertical sidewalls were obtained over a very narrow range of N_2 , allowing the production of extremely high aspect ratios (>32 for 80 nm wide) nanowaveguides.

Supporting role

The passivation layer also protects the material from the environment, especially from Al spontaneous oxidation. The latter, in an AlAs layer, can lead to the formation of friable aluminum oxide that can destroy nanostructures by provoking their collapse. The passivation layer also improves mechanical stability. For example, the team fabricated nanowaveguides with an aspect ratio of around 65 (50 nm on 3.2 μm), but when the Si_xO_y was removed, the structure collapsed (bent, not broken) due to the low amount of GaAs/AlGaAs material remaining.

The ability to realize very fine GaAs/AlGaAs heterostructures with stable surfaces could be of great interest for specific nanophotonics applications such as nanowaveguide arrays or photonic crystals.

Further details can be found in the journal *Nanotechnology*.



Figure annexe G.2 : Etching team

About the author

The work was performed in the Centre de Recherche en Nanofabrication et Nanocaractérisation (CRN²) at the Université de Sherbrooke, Québec, Canada in collaboration with the Institut National de la Recherche Scientifique (INRS), in Varennes, Québec, Canada. The work was supported by NanoQuebec Infrastructure program, The National Science and Engineering Research Council, the Fonds Québécois de Recherche sur la Nature et les Technologies, and the Canadian Microelectronics Corporation.

Maïté Volatier is a PhD student studying electrical engineering at the Université de Sherbrooke. She currently is exploring III-V surface passivation to reduce non-radiative recombination on photonic semiconductor devices with high surface-on-volume ratio. David Duchesne is currently finishing his PhD at the Institut National de la Recherche Scientifique (INRS-EMT) in Montreal, Canada. His primary research interests are in quantum optics and in developing integrated nonlinear photonic devices for applications in all-optical, on-chip signal processing and telecommunications. Prof. Roberto Morandotti leads the laboratory of Nonlinear Optics and Integrated Optics at the Institut National de la Recherche Scientifique. His research deals with the study of novel nonlinear processing techniques in III-V semiconductors and specialty glasses, for applications in ultrafast telecommunications systems and all-optical computing. Prof. Richard Arès is head of the Advanced Epitaxy Laboratory at Université de Sherbrooke. His research is exploring novel epitaxial technologies of III-V

semiconductors for applications in photovoltaics, photonics or power electronics. Prof. Vincent Aimez is head of the CRN². His research is focused on advance micro-nanofabrication processes on III-V based devices on a wide range of materials from InP, GaAs to GaN, AlN-based heterostructures. His work includes hybrid integration on silicon. He is also co-director of the international laboratory on Nanotechnology and Nanosystems; www.labn2.ca.

LISTE DES RÉFÉRENCES

- Abolghasem, P., Junbo, H., Bijlani, B. J., Arjmand, A. and Helmy, A. S. (2009), "Highly efficient second-harmonic generation in monolithic matching layer enhanced Al_xGa_{1-x}As Bragg reflection waveguides", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 21, No. 19, p. 1462.
- Adachi, S. (1994), "GaAs and Related Materials - Bulk semiconducting and superlattice properties", World Scientific, 675 p.
- Adamowicz, B. and Hasegawa, H. (1998), "Computer analysis of surface recombination process at Si and compound semiconductor surfaces and behavior of surface recombination velocity", Publication Office, Japanese Journal Appl. Phys, Japan.
- Agarwala, S., Horst, S. C., King, O., Wilson, R., Stone, D., Dagenais, M. and Chen, Y. J. (1998), "High-density inductively coupled plasma etching of GaAs/AlGaAs in BCl₃/Cl₂/Ar: a study using a mixture design experiment", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena*, Vol. 16, No. 2, p. 511.
- Agarwala, S., King, O., Horst, S., Wilson, R., Stone, D., Dagenais, M. and Chen, Y. J. (1999), "Response surface study of inductively coupled plasma etching of GaAs/AlGaAs in BCl₃/Cl₂", *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, Vol. 17, No. 1, p. 52.
- Akazawa, M., Domanowska, A., Adamowicz, B. and Hasegawa, H. (2009), "Capacitance-voltage and photoluminescence study of high- k /GaAs interfaces controlled by Si interface control layer", *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 27, No. 4, p. 2028.
- Amarnath, K., Grover, R., Kanakaraju, S. and Ho, P. T. (2005), "Electrically pumped InGaAsP-InP microring optical amplifiers and lasers with surface passivation", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 11, p. 2280.
- Arie, A., Fradkin-Kashi, K. and Shreberk, Y. (2002), "Frequency conversion in novel materials and its application to high resolution gas sensing", *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 37, No. 2-3, p. 159.
- Baek, I. K., Lim, W. T., Lee, J. W., Jeon, M. H., Cho, G. S. and Pearton, S. J. (2003), "Comparison of dry etching of AlGaAs and InGaP in a planar inductively coupled BCl₃ plasma", *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 21, No. 6, p. 2487.
- Beaudin, G., Volatier, M., Jaouad, A., Morandotti, R., Duchesne, D., Arès, R. and Aimez, V. (2009), "Extremely high aspect ratio of GaAs-based nanowaveguides and their transfer onto silicon substrate", in *XXIIIème Entretiens Jacques Cartier*, Lyon.
- Bogaerts, W. (2004), "Nanophotonic Waveguides and Photonic Crystals in Silicon-on-Insulator", Université Gent, 271 p.
- Born, M. and Wolf, E. (1999), "Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light", 7th edition, Cambridge University Press, Cambridge 952 p.
- Bouchoule, S., Azouigui, S., Guilet, S., Patriarche, G., Largeau, L., Martinez, A., Le Gratiet, L., Lemaitre, A. and Lelarge, F. (2008a), "Anisotropic and smooth inductively coupled

- plasma etching of III-V laser waveguides using HBr-O₂ chemistry", *Journal of the Electrochemical Society*, Vol. 155, No. 10, p. H778.
- Bouchoule, S., Patriarche, G., Guilet, S., Gatilova, L., Largeau, L. and Chabert, P. (2008b), "Sidewall passivation assisted by a silicon coverplate during Cl₂-H₂ and HBr inductively coupled plasma etching of InP for photonic devices", AVS.
- Boyd, R. W. (2003), "Nonlinear Optics", 2nd edition, Academic Press, San Diego, CA, 578 p.
- Braive, R., Gratiot, L. L., Guilet, S., Patriarche, G., Lemaitre, A., Beveratos, A., Robert-Philip, I. and Sagnes, I. (2009), "Inductively coupled plasma etching of GaAs suspended photonic crystal cavities", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 27, No. 4, p. 1909.
- Bruce, R. H. and Malafsky, G. P. (1983), "High rate anisotropic aluminum etching", *Journal of the Electrochemical Society*, Vol. 130, No. 6, p. 1369.
- Carlstrom, C. F., Heijden, R. V. D., Andriesse, M. S. P., Karouta, F., Heijden, R. W. V. D., Drift, E. V. D. and Salemink, H. W. M. (2008), "Comparative study of Cl₂, Cl₂/O₂, and Cl₂/N₂ inductively coupled plasma processes for etching of high-aspect-ratio photonic-crystal holes in InP", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 26, No. 5, p. 1675.
- Carlstrom, C. F., Van Der Heijden, R., Karouta, F., Van Der Heijden, R. W., Salemink, H. W. M. and Van Der Drift, E. (2006), "Cl₂/O₂-inductively coupled plasma etching of deep hole-type photonic crystals in InP", *Journal of Vacuum Science & Technology B (Microelectronics and Nanometer Structures)*, Vol. 24, No. 1, p. 6.
- Chakrabarti, U. K., Pearton, S. J. and Ren, F. (1991), "Sidewall roughness during dry etching of InP", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 6, No. 5, p. 408.
- Chapman, G. H. and Burns, J. A. (1987), "Silicon nitride as a protection layer for laser linked wafer scale integration", Optical Soc of America, Baltimore, MD, USA.
- Cheung, R., Thoms, S., Beamont, S. P., Doughty, G., Law, V. and Wilkinson, C. D. W. (1987), "Reactive ion etching of GaAs using a mixture of methane and hydrogen", *Electronics Letters*, Vol. 23, No. 16, p. 857.
- Chih-Cheng, W., Yu-Lu, L., Shun-Kuan, L., Chun-Sheng, L., Hou-Kuei, H., Chang-Luen, W., Chian-Sern, C. and Yeong-Her, W. (2007), "Reactive ion etching technique for via-hole applications in thick GaAs wafers", *Journal of Vacuum Science & Technology B (Microelectronics and Nanometer Structures)*, Vol. 25, No. 2, p. 312.
- Coburn, J. W. (2000), "Some Fundamental Aspects of Plasma-Assisted Etching", in *Handbook of Advanced Plasma Processing Techniques*, R. J. Shul and S. J. Pearton, Springer, p. 1-32.
- Coburn, J. W. and Winters, H. F. (1979), "Ion- and electron-assisted gas-surface chemistry emphasize an important effect in plasma etching", *Journal of Applied Physics*, Vol. 50, No. 5, p. 3189.
- Constantine, C., Shul, R. J., Sullivan, C. T., Snipes, M. B., McClellan, G. B., Hafich, M., Fuller, C. T., Mileham, J. R. and Pearton, S. J. (1995), "Etching of GaAs/AlGaAs rib waveguide structures using BCl₃/Cl₂/N₂/Ar electron cyclotron resonance", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena*, Vol. 13, No. 5, p. 2025.
- Constantoudis, V., Kokkoris, G., Xydi, P., Gogolides, E., Pargon, E. and Martin, M. (2009), "Line edge roughness transfer during plasma etching: modeling approaches and

- comparison with experimental results", SPIE - The International Society for Optical Engineering, USA.
- Cooperman, S. S., Choi, H. K., Sawin, H. H. and Kolesar, D. F. (1989), "Reactive ion etching of GaAs and AlGaAs in a BCl₃-Ar discharge", *Journal of Vacuum Science & Technology B (Microelectronics Processing and Phenomena)*, Vol. 7, No. 1, p. 41.
- Courtois, J.-Y. (2002), "Optique non linéaire", Institut d'optique théoriques et appliquée, Orsay.
- Crc (Ed.) (2008-2009), "Handbook of Chemistry and Physics", Cleveland, Ohio.
- Curl, R. F. and Tittel, F. K. (2002), "Tunable infrared laser spectroscopy", *Annual Reports Section "C" (Physical Chemistry)*, Vol. 98, p. 219.
- Deichsel, E. and Franz, G. (2004), "Fabrication of dry etched and subsequently passivated laser facets in GaAs/AlGaAs", *Journal of Vacuum Science and Technology A: Vacuum, Surfaces and Films*, Vol. 22, No. 5, p. 2201.
- Deri, R. J. and Kapon, E. (1991), "Low-loss III-V semiconductor optical waveguides", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, No. 3, p. 626.
- Ding, X. and Dubowski, J. J. (2005), "Surface passivation of (001) GaAs with self-assembled monolayers of long-chain thiols", in *Photon Processing in Microelectronics and Photonics IV, Jan 24-27 2005*, International Society for Optical Engineering, Bellingham, WA 98227-0010, United States, San Jose, CA, United States.
- Dinu, M., Willett, R. L., Baldwin, K., Pfeiffer, L. N. and West, K. W. (2003), "Waveguide tapers and waveguide bends in AlGaAs-based two-dimensional photonic crystals", *Applied Physics Letters*, Vol. 83, No. 22, p. 4471.
- Dong, P., Upham, J., Jugessur, A. and Kirk, A. G. (2006), "Observation of continuous-wave second-harmonic generation in semiconductor waveguide directional couplers", *Optics Express*, Vol. 14, No. 6, p. 2256.
- Ducci, S., Lanco, L., Berger, V., De Rossi, A., Ortiz, V. and Calligaro, M. (2004), "Continuous-wave second-harmonic generation in modal phase matched semiconductor waveguides", *Applied Physics Letters*, Vol. 84, No. 16, p. 2974.
- Duchesne, D., Morandotti, R., Siviloglou, G. A., El-Ganainy, R., Stegeman, G. I., Christodoulides, D. N., Modotto, D., Locatelli, A., De Angelis, C., Pozzi, F. and Sorel, M. (2007), "Nonlinear photonics in AlGaAs photonics nanowires: Self phase and cross phase modulation", Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., Montreal, QC, Canada.
- Duchesne, D., Rutkowska, K. A., Volatier, M., Légaré, F., Delprat, S., Chaker, M., Modotto, D., Locatelli, A., De Angelis, C., Sorel, M., Christodoulides, D., Salamo, G., Arès, R., Aimez, V. and Morandotti, R. (2010a), "Continuous-wave Second Harmonic Generation in Submicron AlGaAs Waveguides", in *Nonlinear Photonics Topical Meeting, June 21-24 2010, Postdeadline Session*, Karlsruhe, Germany.
- Duchesne, D., Rutkowska, K. A., Volatier, M., Légaré, F., Delprat, S., Chaker, M., Modotto, D., Locatelli, A., De Angelis, C., Sorel, M., Christodoulides, D., Salamo, G., Arès, R., Aimez, V. and Morandotti, R. (2010b), "Continuous Wave Second Harmonic Generation in Ultra-Compact AlGaAs Photonic Wire Waveguides", in *Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP), Sept 27-30 2010*, Golden Tulip Recife Palace, Recife, Brazil.
- Dumon, P., Bogaerts, W., Wiaux, V., Wouters, J., Beckx, S., Van Campenhout, J., Taillaert, D., Luyssaert, B., Bienstman, P., Van Thourhout, D. and Baets, R. (2004), "Low-loss

- SOI photonic wires and ring resonators fabricated with deep UV lithography", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. 5, p. 1328.
- Dupont, S., Beaurain, A., Miska, P., Zegaoui, M., Vilcot, J. P., Li, H. W., Constant, M., Decoster, D. and Chazelas, J. (2004), "Low-loss InGaAsP/InP submicron optical waveguides fabricated by ICP etching", *Electronics Letters*, Vol. 40, No. 14, p. 865.
- Dussart, R., Mellhaoui, X., Tillocher, T., Lefaucheux, P., Volatier, M., Socquet-Clerc, C., Brault, P. and Ranson, P. (2005), "Silicon columnar microstructures induced by an SF₆/O₂ plasma", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 38, No. 18, p. 3395.
- Edwards, G. T., Sobiesierski, A., Westwood, D. I. and Smowton, P. M. (2007), "Fabrication of high-aspect-ratio, sub-micron gratings in AlGaInP/GaAs laser structures using a BCl₃/Cl₂/Ar inductively coupled plasma", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 22, No. 9, p. 1010.
- Englund, D., Altug, H. and Vuckovic, J. (2007), "Low-threshold surface-passivated photonic crystal nanocavity laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 91, No. 7, p. 071124.
- Eu.Roadmap (2008), "European roadmap for photonics and nanotechnologies", MONA consortium.
- Faist, J., Capasso, F., Sivco, D. L., Sirtori, C., Hutchinson, A. L. and Cho, A. Y. (1994), "Quantum Cascade Laser", *Science*, Vol. 264, No. 5158, p. 553.
- Fejer, M. M. (1994), "Nonlinear optical frequency conversion", *Physics Today*, Vol. 47, No. 5, p. 25.
- Fejer, M. M., Magel, G. A., Jundt, D. H. and Byer, R. L. (1992), "Quasi-phase-matched second harmonic generation: Tuning and tolerances", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 28, No. 11, p. 3631.
- Ferguson, A. D., Kuver, A., Heaton, J. M., Zhou, Y., Snowden, C. M. and Iezekiel, S. (2006), "Low-loss, single-mode GaAs/AlGaAs waveguides with large core thickness", *IEEE Proceedings-Optoelectronics*, Vol. 153, No. 2, p. 51.
- Feuchter, T. and Thstrup, C. (1994), "High-Precision Planar Wave-Guide Propagation Loss Measurement Technique Using a Fabry-Perot Cavity", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, No. 10, Oct, p. 1244.
- Fiore, A., Berger, V., Rosencher, E., Laurent, N., Theilmann, S., Vodjdani, N. and Nagle, J. (1996), "Huge birefringence in selectively oxidized GaAs/AlAs optical waveguides", *Applied Physics Letters*, Vol. 68, No. 10, p. 1320.
- Franken, P. A., Hill, A. E., Peters, C. W. and Weinreich, G. (1961), "Generation of Optical Harmonics", *Physical Review Letters*, Vol. 7, No. 4, p. 118.
- Franz, G. (1998), "High-rate etching of GaAs using chlorine atmospheres doped with a Lewis acid", AIP for American Vacuum Soc, USA.
- Franz, G., Hosler, W. and Treichler, R. (2001), "Sidewall passivation of GaAs in BCl₃-containing atmospheres", *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 19, No. 2, p. 415.
- Freeouf, J. L. and Woodall, J. M. (1981), "Schottky barriers: an effective work function model", *Applied Physics Letters*, Vol. 39, No. 9, p. 727.
- Fuard, D. (2003), "Étude et caractérisation avancées des procédés plasma pour les technologies sub - 0.1 μ m", Thèse de l'Université d'Orléans, p.
- Gfroerer, T. H. (2000), "Photoluminescence in analysis of surfaces and interfaces", in *Encyclopedia of Analytical Chemistry*, R. A. Meyers, Wiley, p. 9209-9231.

- Ghotbi, M. and Ebrahim-Zadeh, M. (2005), "990 mW average power, 52% efficient, high-repetition-rate picosecond-pulse generation in the blue with BiB₃O₆", *Optics Letters*, Vol. 30, No. 24, p. 3395.
- Golka, S., Schartner, S., Schrenk, W. and Strasser, G. (2007), "Low bias reactive ion etching of GaAs with a Si Cl₄ N₂ O₂ time-multiplexed process", *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 25, No. 3, p. 839.
- Gourrier, S. and Friedel, P. (1983), "Caractérisation électrique des états électroniques d'interface isolant/semiconducteur", *Acta electronica*, Vol. 25, No. 3, p. 217.
- Guggina, W. H., Ketterson, A. A., Andideh, E., Hughes, J., Adesida, I., Caracci, S. and Kolodzey, J. (1990), "Characterization of GaAs/Al_xGa_{1-x}As selective reactive ion etching in SiCl₄/SiF₄ plasmas", in *34th International Symposium on Electron, Ion and Photon Beams, 29 May-1 June 1990*, San Antonio, TX, USA.
- Hahn, Y. B., Hays, D. C., Cho, H., Jung, K. B., Abernathy, C. R., Pearton, S. J. and Shul, R. J. (1999), "Effect of inert gas additive species on Cl₂ high density plasma etching of compound semiconductors. I. GaAs and GaSb", *Applied Surface Science*, Vol. 147, No. 1-4, p. 207.
- Harrison, D. A., Ares, R., Watkins, S. P., Thewalt, M. L. W., Bolognesi, C. R., Beckett, D. J. S. and Springthorpe, A. J. (1997), "Large photoluminescence enhancements from epitaxial GaAs passivated by postgrowth phosphidization", *Applied Physics Letters*, Vol. 70, No. 24, p. 3275.
- Hasegawa, H. and Akazawa, M. (2008), "Interface models and processing technologies for surface passivation and interface control in III-V semiconductor nanoelectronics", *Applied Surface Science*, Vol. 254, No. 24, p. 8005.
- Hasegawa, H. and Ohno, H. (1986), "Unified disorder induced gap state model for insulator-semiconductor and metal-semiconductor interfaces", USA.
- Hasegawa, H., Saitoh, T., Konishi, S., Ishii, H. and Ohno, H. (1988), "Correlation between photoluminescence and surface-state density on GaAs surfaces subjected to various surface treatments", *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2 (Letters)*, Vol. 27, No. 11, p. 2177.
- Heaton, J. M., Bourke, M. M., Jones, S. B., Smith, B. H., Hilton, K. P., Smith, G. W., Birbeck, J. C. H., Berry, G., Dewar, S. V. and Wight, D. R. (1999), "Optimization of deep-etched, single-mode GaAs-AlGaAs optical waveguides using controlled leakage into the substrate", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 17, No. 2, p. 267.
- Hobson, W. S., Ren, F., Mohideen, U., Slusher, R. E., Lamont Schnoes, M. and Pearton, S. J. (1994), "Silicon nitride encapsulation of sulfide passivated GaAs/AlGaAs microdisk lasers", in *41st National Symposium of the American Vacuum Society, 24-29 Oct. 1994*, Denver, CO, USA.
- Hong, M., Passlack, M., Mannaerts, J. P., Kwo, J., Chu, S. N. G., Moriya, N., Hou, S. Y. and Fratello, V. J. (1996), "Low interface state density oxide-GaAs structures fabricated by in situ molecular beam epitaxy", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena*, Vol. 14, No. 3, p. 2297.
- Horst, S. C., Agarwala, S., King, O., Fitz, J. L. and Smith, S. D. (1997), "GaAs/AlGaAs ridge lasers with etched mirrors formed by an inductively coupled plasma reactor", *Applied Physics Letters*, Vol. 71, No. 11, p. 1444.
- Howard, A. J., Ashby, C. I. H., Lott, J. A., Schneider, R. P. and Corless, R. F. (1993), "Electrochemical sulfur passivation of visible (~670 nm) AlGaInP lasers", in *40th*

- National Symposium of the American Vacuum Society, 15-19 Nov. 1993, Orlando, FL, USA.*
- Hunsperger, R. (2002), "Integrated Optics - Theory and Technology", Springer, p.
- Ikeya, K., Hashizume, T. and Hasegawa, H. (1997), "Successful surface passivation of air-exposed AlGaAs by a silicon interface control layer-based technique", Publication Office, Japanese Journal Appl. Phys, Japan.
- Iyer, R. (2008), "Planar Lightwave Circuits Employing Coupled Waveguides in Aluminum Gallium Arsenide", University of Toronto, Toronto, 177 p.
- Jackson, M. J. (2007), "Manufacturing High Aspect Ratio Microstructures", in *Micro and Nanomanufacturing*, Springer, p. 99-142.
- Jalabert, L., Dubreuil, P., Carcenac, F., Pinaud, S., Salvagnac, L., Granier, H. and Fontaine, C. (2008), "High aspect ratio GaAs nanowires made by ICP-RIE etching using Cl₂/N₂ chemistry", *Microelectronic Engineering*, Vol. 85, No. 5-6, p. 1173.
- Jaouad, A. (2005), "Passivation de GaAs par déposition PECVD basse fréquence du nitrure de silicium", Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de Génie, 150 p.
- Jaouad, A. and Aimez, V. (2006), "Passivation of air-exposed AlGaAs using low frequency plasma-enhanced chemical vapor deposition of silicon nitride", *Applied Physics Letters*, Vol. 89, No. 9, p. 092125.
- Jaouad, A., Aimez, V. and Aktik, C. (2004a), "GaAs passivation by low-frequency plasma-enhanced chemical vapour deposition of silicon nitride", *Electronics Letters*, Vol. 40, No. 16, p. 1024.
- Jaouad, A., Aimez, V., Aktik, C., Bellatreche, K. and Souifi, A. (2004b), "Fabrication of (NH₄)₂S passivated GaAs metal-insulator-semiconductor devices using low-frequency plasma-enhanced chemical vapor deposition", *Journal of Vacuum Science and Technology A: Vacuum, Surfaces and Films*, Vol. 22, No. 3, p. 1027.
- Jaouad, A. and Aktik, C. (2002), "Passivation of GaAs metal-insulator-semiconductor structures by (NH₄)₂Sx and by evaporation of SiO₂", *J. Vac. Sci. Technol A*, Vol. 20, No. 3, 06, p. 1154.
- Joffre, M. (2006), "Optique non-linéaire en régimes continu et femtoseconde", Ecole Polytechnique, Palaiseau
- Kapila, A. and Malhotra, V. (1996), "Surface passivation of III-V compound semiconductors", IEEE, New York, NY, USA.
- Kapon, E. (1999), "Semiconductor Lasers II: Materials And Structures (optics And Photonics)", Academic Press, 380 p.
- Katouf, R., Yamamoto, N., Kanno, A., Sekine, N., Akahane, K., Sotobayashi, H., Isu, T. and Tsuchiya, M. (2008), "Ultrahigh relative refractive index contrast GaAs nanowire waveguides", *Applied Physics Express*, Vol. 1, No. 12, p. 1221011.
- Krauss, T. F., Smith, C. J. M., Vogebe, B., Murad, S. K., Wilkinson, C. D. W., Grant, R. S., Burt, M. G. and De La Rue, R. M. (1997), "Two-dimensional waveguide based photonic microstructures in GaAs and InP", *Microelectronic Engineering*, Vol. 35, No. 1-4, p. 29.
- Kuphal, E. and Dinges, H. W. (1979), "Composition and refractive index of Ga_{1-x}Al_xAs determined by ellipsometry", *Journal of Applied Physics*, Vol. 50, No. 6, p. 4196.
- Lambert, R. W., Ayling, T., Hendry, A. F., Carson, J. M., Barrow, D. A., Mchendry, S., Scott, C. J., Mckee, A. and Meredith, W. (2006), "Facet-passivation processes for the improvement of Al-containing semiconductor laser diodes", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, No. 2, p. 956.

- Langrock, C., Kumar, S., Mcgeehan, J. E., Willner, A. E. and Fejer, M. M. (2006), "All-optical signal processing using $\chi^{(2)}$ nonlinearities in guided-wave devices", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, No. 7, p. 2579.
- Lardenois, S., Pascal, D., Vivien, L., Cassan, E., Laval, S., Orobitchouk, R., Heitzmann, M., Bouzaida, N. and Mollard, L. (2003), "Low-loss submicrometer silicon-on-insulator rib waveguides and corner mirrors", *Optics Letters*, Vol. 28, No. 13, p. 1150.
- Lauvernier, D. (2005), "Nanofils optiques à base de GaAs insérés dans une matrice polymère", Thèse de doctorat, Université des sciences et technologies de Lille, Lille, 266 p.
- Lauvernier, D., Garidel, S., Zegaoui, M., Vilcot, J. P. and Decoster, D. (2006), "GaAs/polymer optical nanowires: fabrication and characterisation", *Electronics Letters*, Vol. 42, No. 4, p. 217.
- Law, V. J., Tewordt, M., Ingram, S. G. and Jones, G. A. C. (1991), "Alkane based plasma etching of GaAs", *Journal of Vacuum Science & Technology B (Microelectronics Processing and Phenomena)*, Vol. 9, No. 3, p. 1449.
- Lee, C. T. and Lee, H. Y. (2005), "Surface passivated function of GaAs MSM-PDs using photoelectrochemical oxidation method", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 2, p. 462.
- Lee, J. W., Abernathy, C. R., Pearton, S. J., Constantine, C., Shul, R. J. and Hobson, W. S. (1997a), "Etching of Ga-based III-V semiconductors in inductively coupled Ar and CH₄/H₂-based plasma chemistries", *Plasma Sources Science and Technology*, Vol. 6, No. 4, p. 499.
- Lee, J. W., Devre, M. W., Reelfs, B. H., Johnson, D., Sasserath, J. N., Clayton, F., Hays, D. and Pearton, S. J. (2000a), "Advanced selective dry etching of GaAs/AlGaAs in high density inductively coupled plasmas", *Journal of Vacuum Science and Technology, Part A: Vacuum, Surfaces and Films*, Vol. 18, No. 4 I, p. 1220.
- Lee, J. W., Hong, J., Lambers, E. S., Abernathy, C. R., Pearton, S. J., Hobson, W. S. and Ren, F. (1996), "Cl₂-based dry etching of GaAs, AlGaAs, and GaP", *Journal of the Electrochemical Society*, Vol. 143, No. 6, p. 2010.
- Lee, J. W., Hong, J., Lambers, E. S., Abernathy, C. R., Pearton, S. J., Hobson, W. S. and Ren, F. (1997b), "Plasma etching of III-V semiconductors in BCl₃ chemistries: Part I: GaAs and related compounds", *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 17, No. 2, p. 155.
- Lee, J. W., Lambers, E. S., Abernathy, C. R., Pearton, S. J., Shul, R. J., Ren, F., Hobson, W. S. and Constantine, C. (1998), "Inductively coupled plasma etching of III-V semiconductors in Cl₂-based chemistries", *Materials Science in Semiconductor Processing*, Vol. 1, No. 1, p. 65.
- Lee, J. W., Lim, W. T., Baek, I. K., Yoo, S. R., Jeon, M. H., Cho, G. S. and Pearton, S. J. (2004a), "Etching of As- and P-Based III-V Semiconductors in a Planar Inductively Coupled BCl₃/Ar Plasma", *Journal of Electronic Materials*, Vol. 33, No. 4, p. 358.
- Lee, J. W., Lim, Y. T., Baek, I. K., Yoo, S. Y., Cho, G. S., Jeon, M. H., Leem, J. Y. and Pearton, S. J. (2004b), "Comparison of planar inductively coupled plasma etching of GaAs in BCl₃, BCl₃/Ar, and BCl₃/Ne", *Applied Surface Science*, Vol. 233, No. 1-4, p. 402.
- Lee, K. H., Guilet, S., Patriarche, G., Sagnes, I. and Talneau, A. (2008), "Smooth sidewall in InP-based photonic crystal membrane etched by N₂-based inductively coupled plasma", *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 26, No. 4, p. 1326.

- Lee, K. K., Lim, D. R., Kimerling, L. C., Shin, J. and Cerrina, F. (2001), "Fabrication of ultralow-loss Si/SiO₂ waveguides by roughness reduction", *Optics Letters*, Vol. 26, No. 23, p. 1888.
- Lee, K. K., Lim, D. R., Luan, H. C., Agarwal, A., Foresi, J. and Kimerling, L. C. (2000b), "Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO₂ waveguide: Experiments and model", *Applied Physics Letters*, Vol. 77, No. 11, p. 1617.
- Lewis, P. A., Ahmed, H. and Alphenaar, B. W. (2001), "Colloidal gold natural lithography technique for fabricating GaAs nanopillars", Elsevier, Netherlands.
- Li, X., Zhou, H., Hill, R. J. W., Wilkinson, C. D. W. and Thayne, I. G. (2007), "Dry etching of a device quality high-k Ga_xGd_yO_z gate oxide in CH₄/H₂-O₂ chemistry for the fabrication of III-V MOSFETs", *Microelectronic Engineering*, Vol. 84, No. 5-8, p. 1124.
- Liang, D. and Hall, D. C. (2007), "Reduction of etched AlGaAs sidewall roughness by oxygen-enhanced wet thermal oxidation", *Applied Physics Letters*, Vol. 91, No. 6, p.
- Liao, L., Lim, D. R., Agarwal, A. M., Duan, X., Lee, K. K. and Kimerling, L. C. (2000), "Optical transmission losses in polycrystalline silicon strip waveguides: Effects of waveguide dimensions, thermal treatment, hydrogen passivation, and wavelength", *Journal of Electronic Materials*, Vol. 29, No. 12, p. 1380.
- Lim, W. T., Baek, I. K., Lee, J. W., Jeon, M. H., Park, W. W., Cho, G. S. and Pearton, S. J. (2004a), "Planar inductively coupled BCl₃ plasma etching of III-V semiconductors", *Journal of the Electrochemical Society*, Vol. 151, No. 5, p. G343.
- Lim, W. T., Baek, I. K., Lee, J. W., Lee, E. S., Jeon, M. H., Cho, G. S. and Pearton, S. J. (2004b), "BCl₃/Ne etching of III-V semiconductors in a planar inductively coupled plasma reactor", *Applied Surface Science*, Vol. 222, No. 1-4, p. 74.
- Lin, Y. J., Lin, W. X., Lee, C. T. and Chien, F. T. (2006), "Changes in optical and electrical properties and surface recombination velocity of n-type GaN due to (NH₄)₂Sx treatment", *Solid State Communications*, Vol. 137, No. 5, p. 257.
- Ma, Y., Park, S., Wang, L. and Ho, S. T. (1999), "Low-loss and strongly confined InGaAsP/InP optical waveguide fabricated by benzocyclobutene wafer bonding", *Conference Proceedings - Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting-LEOS*, Vol. 2, p. 754.
- Maeda, T., Lee, J. W., Shul, R. J., Han, J., Hong, J., Lambers, E. S., Pearton, S. J., Abernathy, C. R. and Hobson, W. S. (1999), "Inductively coupled plasma etching of III-V semiconductors in BCl₃-based chemistries. I. GaAs, GaN, GaP, GaSb and AlGaAs", *Applied Surface Science*, Vol. 143, No. 1, p. 174.
- Maiman, T. H. (1960), "Stimulated Optical Radiation in Ruby", *Nature*, Vol. 187, No. 4736, p. 493.
- Mathieu, H. and Fanet, H. (2009), "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", 6ième édition, Dunod, 830 p.
- Mcnab, S. J., Moll, N. and Vlasov, Y. A. (2003), "Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides", *Optics Express*, Vol. 11, No. 22, p. 2927.
- Meier, J., Mohammed, W. S., Jugessur, A., Qian, L., Mojahedi, M. and Aitchison, J. S. (2007), "Group velocity inversion in AlGaAs nanowires", *Optics Express*, Vol. 15, No. 20, p. 12755.

- Miyakuni, S., Hattori, R., Sato, K., Takano, H. and Ishihara, O. (1995), "Low ion energy electron cyclotron resonance etching of InP using a Cl₂/N₂ mixture", *Journal of Applied Physics*, Vol. 78, No. 9, p. 5734.
- Monget, C., Schiltz, A., Joubert, O., Vallier, L., Guillermet, M. and Tormen, B. (1998), "Germanium etching in high density plasmas for 0.18 μ m complementary metal-oxide-semiconductor gate patterning applications", *Journal of Vacuum Science & Technology B (Microelectronics and Nanometer Structures)*, Vol. 16, No. 4, p. 1833.
- Murad, S. K., Cameron, N. I., Beaumont, S. P. and Wilkinson, C. D. W. (1996), "Effects of O₂ addition to SiCl₄/SiF₄ and the thickness of the capping layer on gate recess etching of GaAs-pseudomorphic high electron mobility transistors", AIP for American Vacuum Soc, USA.
- Nam, P. S., Ferreira, L. M., Lee, T. Y. and Tu, K. N. (2000), "Study of grass formation in GaAs backside via etching using inductively coupled plasma system", *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 18, No. 6, p. 2780.
- Orobtcchouk, R., Schnell, N., Benyattou, T., Lardenois, S., Pascal, D., Cordat, A., Laval, S., Cassan, E., Koster, A., Bouchier, D., Bouzaida, N., Dal'zotto, B., Florin, B., Heitzmann, M., Lamouchi, Z., Louis, D., Mollard, L., Renaud, D. and Gautier, J. (2002), "Optical interconnects on SOI: a front end approach", IEEE, Piscataway, NJ, USA.
- Parameswaran, K. R., Route, R. K., Kurz, J. R., Roussev, R. V., Fejer, M. M. and Fujimura, M. (2002), "Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealed and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate", *Optics Letters*, Vol. 27, No. 3, p. 179.
- Pashley, R. D., Mayer, J. W., Eisen, F. H. and Welch, B. (1974), "Comparison of encapsulating dielectrics on ion-implanted GaAs", USA.
- Passlack, M., Hong, M., Harris, T. D., Mannaerts, J. P., Vakhshoori, D. and Schnoes, M. L. (1998), "Insulator passivation of In_{0.2}Ga_{0.8}As-GaAs surface quantum wells", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 34, No. 2, p. 307.
- Passlack, M., Hong, M., Mannaerts, J. P., Opila, R. L., Chu, S. N. G., Moriya, N., Ren, F. and Kwo, J. R. (1997), "Low Dit, thermodynamically stable Ga₂O₃-GaAs interfaces: fabrication, characterization, and modeling", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 44, No. 2, p. 214.
- Pearson, S. J., Chakrabarti, U. K., Hobson, W. S. and Kinsella, A. P. (1990), "Reactive ion etching of GaAs, AlGaAs, and GaSb in Cl₂ and SiCl₄", *Journal of Vacuum Science & Technology B (Microelectronics Processing and Phenomena)*, Vol. 8, No. 4, p. 607.
- Pearson, S. J., Lee, J. W., Lambers, E. S., Abernathy, C. R., Ren, F., Hobson, W. S. and Shul, R. J. (1996), "Comparison of dry etching techniques for III-V semiconductors in CH₄/H₂/Ar plasmas", *Journal of the Electrochemical Society*, Vol. 143, No. 2, p. 752.
- Petrich, W. (2001), "Mid-infrared and Raman spectroscopy for medical diagnostics", *Applied Spectroscopy Reviews*, Vol. 36, No. 2-3, p. 181.
- Photonics (2002), "Photonics Design & Applications Handbook", Laurin Publishing, 320 p.
- Plummer, J. D., Deal, M. D. and Griffin, P. B. (2000), "Silicon VLSI Technology", Prentice Hall, p.
- Regener, R. and Sohler, W. (1985), "Loss in low-finesse Ti:LiNbO₃ optical waveguide resonators", *Applied Physics B (Photophysics and Laser Chemistry)*, Vol. B36, No. 3, p. 143.

- Remashan, K. and Bhat, K. N. (2002a), "Combined effect of $(\text{NH}_4)_2\text{Sx}$ treatment and post-metallization annealing with plasma-enhanced chemical vapour deposition silicon nitride gate dielectric on the GaAs metal-insulator-semiconductor characteristics and the photoluminescence characteristics of GaAs substrates", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 17, No. 3, p. 243.
- Remashan, K. and Bhat, K. N. (2002b), "Stable gallium Arsenide MIS capacitors and MIS field effect transistors by $(\text{NH}_4)_2\text{Sx}$ treatment and hydrogenation using plasma deposited silicon nitride gate insulator", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 49, No. 3, p. 343.
- Ren, F., Cho, A. Y., Kuo, J. M., Pearton, S. J., Lothian, J. R., Sivco, D. L., Wilson, R. G. and Chen, Y. K. (1995a), "Dopant passivation occurring during electron cyclotron resonance (ECR) CH_4/H_2 dry etching of InGaAs/AlInAs HEMTs", *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 5, p. 406.
- Ren, F., Hobson, W. S., Lothian, J. R., Lopata, J., Caballero, J. A., Pearton, S. J. and Cole, M. W. (1995b), "High rate dry etching of InGaP in BCl_3 plasma chemistries", *Applied Physics Letters*, Vol. 67, No. 17, p. 2497.
- Rickman, A. G. and Reed, G. T. (1994), "Silicon-on-insulator optical rib waveguides: loss, mode characteristics, bends and y-junctions", *IEE Proceedings-Optoelectronics*, Vol. 141, No. 6, p. 391.
- Sakai, A., Hara, G. and Baba, T. (2001), "Propagation characteristics of ultrahigh-Delta optical waveguide on silicon-on-insulator substrate", *Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters*, Vol. 40, No. 4B, Apr 15, p. L383.
- Sandroff, C. J., Nottenburg, R. N., Bischoff, J. C. and Bhat, R. (1987), "Dramatic enhancement in the gain of a GaAs/AlGaAs heterostructure bipolar transistor by surface chemical passivation", *Applied Physics Letters*, Vol. 51, No. 1, p. 33.
- Scaccabarozzi, L., Fejer, M. M., Huo, Y., Fan, S., Yu, X. and Harris, J. S. (2006), "Enhanced second-harmonic generation in AlGaAs/AlxOy tightly confining waveguides and resonant cavities", *Optics Letters*, Vol. 31, No. 24, p. 3626.
- Shamiryan, D., Paraschiv, V., Eslava-Fernandez, S., Demand, M., Baklanov, M., Beckx, S. and Boullart, W. (2007), "Profile control of novel non-Si gates using $\text{B Cl}_3 \text{ N}_2$ plasma", *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 25, No. 3, p. 739.
- Shin, J., Chang, Y.-C. and Dagli, N. (2009), "Propagation loss study of very compact GaAs/AlGaAs substrate removed waveguides", *Optics Express*, Vol. 17, No. 5, p. 3390.
- Shul, R. J., McClellan, G. B., Briggs, R. D., Rieger, D. J., Pearton, S. J., Abernathy, C. R., Lee, J. W., Constantine, C. and Barratt, C. (1997), "High-density plasma etching of compound semiconductors", in *43rd National Symposium of the American Vacuum Society, 14-18 Oct. 1996*, AIP for American Vacuum Soc, Philadelphia, PA, USA.
- Shul, R. J., Sullivan, C. T., Snipes, M. B., McClellan, G. B., Hafich, M., Fuller, C. T., Constantine, C., Lee, J. W. and Pearton, S. J. (1995), "Attenuation losses in electron cyclotron resonance plasma etched AlGaAs waveguides", *Solid-State Electronics: An International Journal*, Vol. 38, No. 12, p. 2047.
- Siviloglou, G. A., Suntsov, S., El-Ganainy, R., Iwanow, R., Stegeman, G. I., Christodoulides, D. N., Morandotti, R., Modotto, D., Locatelli, A., De Angelis, C., Pozzi, F., Stanley, C. R. and Sorel, M. (2006), "Enhanced third-order nonlinear effects in optical AlGaAs nanowires", *Optics Express*, Vol. 14, No. 20, p. 9377.

- Spicer, W. E., Chye, P. W., Skeath, P. R., Su, C. Y. and Lindau, I. (1979), "New and unified model for schottky barrier and III-V insulator interface states formation", *Journal of vacuum science & technology*, Vol. 16, No. 5, p. 1422.
- Strasser, P., Wuest, R., Robin, F., Erni, D. and Jackel, H. (2007), "Detailed analysis of the influence of an inductively coupled plasma reactive-ion etching process on the hole depth and shape of photonic crystals in InP/InGaAsP", *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 25, No. 2, p. 387.
- Su, Y. K., Wang, H. C., Lin, C. L., Chen, W. B. and Chen, S. M. (2003), "Improvement of AlGaInP light emitting diode by sulfide passivation", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. 10, p. 1345.
- Sze, S. M. (2002), "Semiconductor devices, physics and technology", 2nd edition, Wiley, 564 p.
- Tanzilli, S., De Riedmatten, H., Tittel, W., Zbinden, H., Baldi, P., De Micheli, M., Ostrowsky, D. B. and Gisin, N. (2001), "Highly efficient photon-pair source using periodically poled lithium niobate waveguide", *Electronics Letters*, Vol. 37, No. 1, p. 26.
- Teissier, R., Christol, P. and Joulli, A. (2005), "Nouveaux lasers à semiconducteurs pour le moyen infrarouge", *Images de la physique - Quanta et photons*, p. 179-185.
- Terada, Y., Shimogaki, Y., Nakano, Y. and Sugiyama, M. (2010), "In situ anti-oxidation treatment in GaAs MOVPE by as desorption and passivation with AlP", *Journal of Crystal Growth*, Vol. 312, No. 8, p. 1359.
- Terman, L. M. (1962), "An investigation of surface states at silicon-silicon oxide interface employing metal-oxide-silicon diodes", *Solid State Electron.*, Vol. 5, p. 285.
- Thiault, J. (2007), "Etude par microscopie à force atomique en trois dimensions de l'évolution de la rugosité de bord de ligne lors de la fabrication d'une grille de transistor MOS", Université Joseph Fourier, Grenoble, 165 p.
- Tien, P. K. (1971), "Light waves in thin films and integrated optics", *Appl. Opt.*, Vol. 10, No. 11, p. 2395.
- Tsuchizawa, T., Watanabe, T., Tamechika, E., Shoji, T., Yamada, K., Takahashi, J., Uchiyama, S., Itabashi, S. and Morita, H. (2002), "Fabrication and evaluation of submicron-square Si wire waveguides with spot size converters", IEEE, Piscataway, NJ, USA.
- Tsuchizawa, T., Yamada, K., Fukuda, H., Watanabe, T., Takahashi, J. I., Takahashi, M., Shoji, T., Tamechika, E., Itabashi, S. I. and Morita, H. (2005), "Microphotonics devices based on silicon microfabrication technology", *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 11, No. 1, p. 232.
- Uchiyama, H., Sato, H., Shinoda, K., Taike, A., Taniguchi, T. and Tsuji, S. (2004), "1.3m InGaAlAs-BH laser with Cl₂/N₂ ECR plasma etched mesas", *IEICE Electronics Express*, Vol. 1, No. 7, p.
- Van, V., Absil, P. P., Hryniewicz, J. V. and Ho, P. T. (2001), "Propagation loss in single-mode GaAs-AlGaAs microring resonators: Measurement and model", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 19, No. 11, p. 1734.
- Varoutsis, S., Laurent, S., Sagnes, I., Lemaitre, A., Ferlazzo, L., Meriadec, C., Patriarche, G., Robert-Philip, I. and Abram, I. (2005), "Reactive-ion etching of high-Q and submicron-diameter GaAs/AlAs micropillar cavities", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 23, No. 6, p. 2499.
- Venugopal Rao, S., Moutzouris, K. and Ebrahimzadeh, M. (2004), "Nonlinear frequency conversion in semiconductor optical waveguides using birefringent, modal and quasi-

- phase-matching techniques", *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, Vol. 6, No. 6, p. 569.
- Vlasov, Y. A. and Mcnab, S. J. (2004), "Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends", *Optics Express*, Vol. 12, No. 8, p.
- Volatier, M., Duchesne, D., Morandotti, R., Ares, R. and Aimez, V. (2010), "Extremely high aspect ratio GaAs and GaAs/AlGaAs nanowaveguides fabricated using chlorine ICP etching with N₂-promoted passivation", *Nanotechnology*, Vol. 21, No. 13, p. 134013.
- Walker, R. G. (1985), "Simple and accurate loss measurement technique for semiconductor optical waveguides", *Electronics Letters*, Vol. 21, No. 13, p. 581.
- Wang, D., Guo, L., Zhu, S., Zhang, X. and Yu, J. (1990), "Sputtered AlN films for semiconductor lasers", *Thin Solid Films*, Vol. 187, No. 1, p. 127.
- Werle, P., Slemr, F., Maurer, K., Kormann, R., Mucke, R. and Janker, B. (2002), "Near- and mid-infrared laser-optical sensors for gas analysis", *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 37, No. 2-3, p. 101.
- Wysocki, G., Curl, R. F., Tittel, F. K., Maulini, R., Bulliard, J. M. and Faist, J. (2005), "Widely tunable mode-hop free external cavity quantum cascade laser for high resolution spectroscopic applications", *Applied Physics B: Lasers and Optics*, Vol. 81, No. 6, p. 769.
- Yoo, S. J. B., Bhat, R., Caneau, C. and Koza, M. A. (1995), "Quasi-phase-matched second-harmonic generation in AlGaAs waveguides with periodic domain inversion achieved by wafer-bonding", *Applied Physics Letters*, Vol. 66, No. 25, p. 3410.
- Yoon, S. F., Ng, T. K. and Zheng, H. Q. (2001), "Study of GaAs and GaInP etching in Cl₂/Ar electron cyclotron resonance plasma", *Thin Solid Films*, Vol. 394, No. 1-2, p. 250.
- Youtsey, C. and Adesida, I. (2000), "Plasma Processing of III-V Materials", in *Handbook of Advanced Plasma Processing Techniques*, R. J. Shul and S. J. Pearton, Springer, p. 459-505.
- Yu, X., Scaccabarozzi, L., Harris Jr, J. S., Kuo, P. S. and Fejer, M. M. (2005), "Efficient continuous wave second harmonic generation pumped at 1.55 μ m in quasi-phase-matched AlGaAs waveguides", *Optics Express*, Vol. 13, No. 26, p. 10742.
- Zhang, B., Solomon, G. S., Pelton, M., Plant, J., Santori, C., Vuckovic, J. and Yamamoto, Y. (2005), "Fabrication of InAs quantum dots in AlAs/GaAs DBR pillar microcavities for single photon sources", *Journal of Applied Physics*, Vol. 97, No. 7, p. 073507.
- Zhenshan, Y., Chak, P., Bristow, A. D., Van Driel, H. M., Iyer, R., Aitchison, J. S., Smirl, A. L. and Sipe, J. E. (2007), "Enhanced second-harmonic generation in AlGaAs microring resonators", *Optics Letters*, Vol. 32, No. 7, p. 826.